

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
АКУСТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА МОЩНОГО УЛЬТРАЗВУКА**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТЕХНОЛОГИИ**

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

проф. **Л. Д. РОЗЕНБЕРГА**



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА 1970

Ф503

*Монография «Физика и техника мощного ультразвука», написанная коллективом авторов под редакцией проф. Л. Д. Розенберга, отражает современное состояние физических основ промышленного применения мощных ультразвуковых колебаний. В основу положены оригинальные исследования, выполненные в последние годы советскими учеными, а также достижения зарубежной техники.*

*Монография состоит из трех книг: «Источники мощного ультразвука» (вышла в 1967 г.), «Мощные ультразвуковые поля» (вышла в 1968 г.), «Физические основы ультразвуковой технологии». Каждая книга имеет самостоятельное значение и может быть использована независимо от остальных.*

*В настоящей, третьей, книге «Физические основы ультразвуковой технологии» рассмотрены следующие вопросы: ультразвуковое резание, сварка и очистка материалов, дегазация жидкостей, получение аэрозолей, содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения, кристаллизация металлов, диффузия в гетерогенных системах, акустическая сушка материалов и коагуляция аэрозолей.*

*Монография рассчитана на широкий круг читателей — научных работников, инженеров, конструкторов и технологов, работающих в области исследования и применения мощных ультразвуковых колебаний.*

### **Физика и техника мощного ультразвука, том III. Физические основы ультразвуковой технологии**

*Утверждено к печати  
Акустическим институтом Академии наук СССР*

Редактор Л. В. Гессен  
Технический редактор Э. Л. Кунина

Сдано в набор 12/III 1970 г. Подписано к печати 17/IX 1970 г.  
Формат 70×108 1/16. Бумага № 1. Усл. печ. л. 60,2. Уч.-изд. л. 53,8.  
Тираж 3500. Т-14637. Тип. зак. 790

Цена 3 р. 97 к.

Издательство «Наука», Москва, К-62, Подсосенский пер., 21  
1-я типография издательства «Наука». Ленинград В-34, 9-я линия, д. 12.





## ПАМЯТИ Л. Д. РОЗЕНБЕРГА

Когда эта книга, завершающая трехтомную монографию «Физика и техника мощного ультразвука», готовилась к печати, оборвалась жизнь ее научного редактора Лазаря Давыдовича Розенберга — ученого, обладавшего широчайшим научным кругозором.

Решение проблем высококачественной акустики больших залов, исследование явления сверхдальнего распространения звука в море, создание теории звуковых фокусирующих систем, решение фундаментальных проблем звуковидения — таков далеко не полный круг вопросов, которыми занимался Лазарь Давыдович Розенберг.

Последние 14 лет жизни Л. Д. Розенберг посвятил проблемам физики ультразвука и сделал в этой области исключительно много. С именем Лазаря Давыдовича связано становление и развитие в нашей стране школы ультразвука, получившей широкое признание во всем мире. Под его научным руководством в возглавляемом им отделе ультразвука Акустического института АН СССР проводились исследования физических основ промышленного применения ультразвука. Его работы в области акустической кавитации заложили научную основу для развития промышленного метода. Работы по исследованию процесса ультразвукового резания, начатые по инициативе Л. Д. Розенберга и при его непосредственном участии, привели к значительному повышению эффективности этого метода и созданию нового высокопроизводительного ультразвукового оборудования.

Под руководством Л. Д. Розенберга были проведены исследования ультразвукового распыления жидкости, низкотемпературной сушки с помощью акустических колебаний, ультразвуковой дегазации и т. д.

Л. Д. Розенберг обладал блестящим талантом организатора и научного руководителя. Глубокие знания и широкий кругозор позволяли ему с блеском ориентироваться практически во всех областях физики и техники ультразвука. Яркая эрудиция, редчайшее личное обаяние и душевная теплота всегда привлекала к нему людей.

У всех нас, авторов монографии, учеников и сотрудников Лазаря Давыдовича, навсегда сохранится о нем светлая память.

Коллектив авторов

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Физическим механизмам конкретных ультразвуковых технологических процессов, уже получивших широкое применение, и таких, практическое применение которых лишь намечается, посвящена эта, третья книга монографии, написанной коллективом авторов. Вопросы, затронутые в книге, чрезвычайно важны, ибо понимание физических механизмов ультразвуковых процессов есть единственная основа рационального подхода к конструированию технологической аппаратуры и выбору оптимальных режимов. Чисто эмпирический подход к решению этих вопросов не дает сколько-нибудь удовлетворительных результатов, так как картина, возникающая в звуковом поле высокой интенсивности, сложна и многообразна.

Практическому применению ультразвука посвящено достаточно много работ в СССР и за рубежом, однако подавляющее их большинство ограничивается решением отдельных прикладных вопросов, а выполнялись они обычно в несопоставимых условиях.

В Отделе ультразвука Акустического института АН СССР были поставлены систематические исследования физики воздействия интенсивных ультразвуковых колебаний на вещество, результаты которых и легли в основу настоящей книги.

Для многих исследований, проведенных в Акустическом институте, использованы различные специальные виды киносъемки. Эта методика, впервые примененная для изучения физики ультразвуковой очистки, позволила охватить процесс в целом и оказалась особенно полезной при исследовании сложных процессов, возникающих в мощных ультразвуковых полях.

Чтобы содержание книги было полезно возможно более широкому кругу читателей, в каждой ее части, наряду с чисто физическими аспектами рассматриваемого процесса, затрагиваются вытекающие из них технические и технологические аспекты. Удельный вес их в различных частях колеблется в достаточно широких пределах, причем соотношение это определяется целым рядом факторов, как например: степень физического понимания процесса, широта его практического распространения, техническое совершенство существующей промышленной аппаратуры и применяющейся технологии и т. д. Естественно, что не последнее место занимают личные вкусы авторов, с большим трудом поддающиеся редакторской нивелировке.

Для лучшего понимания роли наложения ультразвуковых колебаний авторы иногда были вынуждены излагать сведения, касающиеся самого технологического процесса. Мы отлично понимаем, что в настоящей книге не охвачена вся ультразвуковая аппаратура и технология, тем не менее в ней содержится довольно много материала, относящегося к этим вопросам.

В различных частях встречаются небольшие повторения, полное их исключение нарушило бы стройность изложения.

Как уже говорилось в предисловии к первому тому, термин «ультразвуковая» технология в известной степени условен. Многие из рассмотрен-

ных процессов не хуже, а иногда даже лучше протекают на высоких звуковых частотах. Лишь забота о защите обслуживающего персонала от шумового воздействия заставляет при выпуске серийного оборудования переходить, как правило, на такие частоты, на которых не слышна не только рабочая частота, но и ее вторая субгармоника.

В отличие от второй книги, где материал расположен в соответствии с физическими эффектами, возникающими в звуковых полях высокой интенсивности, здесь весь материал классифицирован по практическим применениям. Как указывалось в предисловии ко второй книге, все нелинейные эффекты, как правило, возникают совместно. Однако в большинстве случаев в основе каждого из практических применений лежит лишь какой-то определенный, а остальные либо играют вспомогательную роль, либо просто вредны. В таких случаях задача выбора оптимального технологического режима заключается в том, чтобы максимально усилить «работающий» эффект и подавить остальные, мешающие нормальному ходу процесса. Нужно сказать, что в различных случаях это удается по-разному.

Часть I посвящена исследованиям в области ультразвукового резания — процесса, получившего относительно широкое распространение для размерной обработки твердых и хрупких материалов. Учитывая то обстоятельство, что не так давно вышла из печати специальная монография, посвященная ультразвуковому резанию в его «классической форме»<sup>1</sup>, основной упор в настоящем издании сделан на исследование модернизированного процесса, разработанного Акустическим институтом АН СССР совместно с Экспериментальным научно-исследовательским институтом станкостроения. Этот процесс, в котором использована ускоренная смена суспензии абразива методом прокатки ее под давлением, не только обладает существенно большей производительностью, но позволяет вести обработку с большей точностью.

В части II рассмотрен вопрос ультразвуковой сварки металлов. Этот процесс также начинает получать распространение, в частности, в микроэлектронике. К числу его преимуществ, по сравнению с другими методами сварки относят отсутствие нагрева до точки плавления, а также изменений кристаллической структуры и остаточных напряжений в свариваемых деталях, возможность сварки материалов, не поддающихся соединению другими методами, и, наконец, очень небольшой расход энергии, затрачиваемой на образование соединения. Однако механизм процесса нельзя считать выясненным до конца. Имеющиеся по этому поводу соображения, полученные в значительной степени в результате работ, проведенных автором (частично совместно с Научно-исследовательским институтом электросварочного оборудования), составили основное содержание этой части. В заключение описано современное оборудование для ультразвуковой сварки и даны рекомендации по выбору наиболее выгодных режимов.

Предметом части III является исследование наиболее распространенного технологического применения — ультразвуковой очистки и обезжиривания. Физическая сторона вопроса выяснена здесь в достаточной степени работами Акустического института АН СССР, Московского института стали и сплавов и др. Одним из наиболее интересных моментов является исследование способа очистки под постоянным статическим давлением, позволяющего во много раз повысить производительность. Учитывая широкую распространенность очистки и большое количество установленной аппаратуры, в конце этой части приведены некоторые данные, касающиеся аппаратуры и оптимальных технологических режимов.

В части IV рассмотрено воздействие мощного ультразвука на процесс дегазации. Хотя этот процесс пока еще не получил широкого промышлен-

---

<sup>1</sup> Л. Д. Розенберг, В. Ф. Казанцев, Л. О. Макаров, Д. Ф. Яхимович. Ультразвуковое резание. Изд. «Наука», 1962.

ного применения, он весьма перспективен как при дегазации вязких жидкостей, так и в тех случаях, когда удаление газа из жидкости должно быть выполнено за короткое время. Учитывая еще недостаточный опыт технического применения, автор части IV сконцентрировал свое внимание на исследовании тонких физических механизмов, лежащих в основе этого комплексного эффекта, и, умело сочетая теоретические и экспериментальные исследования, добился значительных успехов.

Часть V также посвящена процессу, который только недавно начал внедряться в практику, — применению ультразвуковых колебаний для распыления жидкостей. Ультразвуковые аэрозоли обладают целым рядом преимуществ, в частности, они мелкодисперсны и монодисперсны. Автор детально рассматривает механизм обоих видов распыления — распыление в слое и распыление в фонтане — и приводит некоторые практические рекомендации.

Исходя из того, что ход процессов, описанных в предыдущих трех частях, существенно зависит от наличия в жидкости газовых пузырьков и их распределения по размерам, мы сочли нужным поместить небольшую часть VI, в которой рассмотрен вопрос содержания свободного газа в жидкостях, дана разработанная автором методика его экспериментального определения и приведены конкретные данные о содержании свободного воздуха в воде.

В части VII рассматривается действие ультразвука на процесс кристаллизации. В основу этой части легли главным образом исследования, выполненные авторами в Центральном научно-исследовательском институте черной металлургии. Помимо механизма воздействия ультразвука, авторы подробно излагают полученные результаты, а также описывают созданные для этих исследований полупроизводственные установки.

Часть VIII посвящена вопросу, связанному с рядом различных применений ультразвука, — воздействию ультразвуковых колебаний на процессы диффузии. Показав, что основным фактором, определяющим действие ультразвука, являются акустические течения, авторы рассматривают различные примеры — воздействие акустических колебаний на диффузию жидкости сквозь пористые перегородки, на диффузионные процессы, имеющие место в электрохимии, при проявлении фотоэмульсий и т. д. Нет сомнений в том, что этот подход может быть развит и для других диффузионных процессов.

Акустическая сушка, составляющая содержание части IX, и есть один из таких диффузионных процессов, как это убедительно показывают авторы. Вопрос о физической природе этого практического применения был запутан не очень обоснованными высказываниями ряда зарубежных исследователей. Авторы части IX не только детально разобрались в механизме акустической сушки, но, рассмотрев с этой точки зрения рекомендуемую аппаратуру и технологические режимы, высказали обоснованное суждение о технической и экономической целесообразности применения этого интересного технологического процесса как самого по себе, так и в комбинации с другими видами сушки — высокочастотной, инфракрасной и т. д.

В последней части X рассматривается акустическая коагуляция аэрозолей. По этому вопросу написано очень много исследований и предложено много теорий, раскрывающих механизм процесса<sup>1</sup>, однако ни одна из этих теорий не объясняет всех его особенностей. Не претендуя на всестороннее освещение всех аспектов акустической коагуляции, автор предлагает новую, так называемую *потокковую* теорию, которая достаточно хорошо подтверждается не только собственными экспериментами, но и

---

<sup>1</sup> Весь этот материал подробно освещен в монографии: Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. Изд-во АН СССР, 1963.

данными других исследователей. В настоящее время еще трудно сказать, во всех ли случаях потоковый механизм доминирует, поэтому давать практические рекомендации было бы преждевременно. Однако материал, предлагаемый в части X, несомненно интересен.

Как видно из содержания, настоящая книга охватывает большинство имеющихся сейчас процессов ультразвуковой технологии. Мы надеемся, что она представит интерес для широкого круга читателей — научных работников, аспирантов, инженеров, конструкторов и технологов, занимающихся различными аспектами ультразвуковой технологии.

Многочисленные ссылки на отдельные части второй книги настоящей монографии (Мощные ультразвуковые поля, изд-во «Наука», 1968 г.) для краткости повсюду будут сформулированы так: часть такая-то второй книги.

В заключение редактор считает своим приятным долгом выразить благодарность В. С. Григорьеву и А. М. Гинбергу, которые взяли на себя труд просмотреть рукопись этой книги и сделали много полезных замечаний, а также отметить большую работу, которую выполнила О. А. Капустина при подготовке рукописи к печати.

*Л. Д. Розенберг*

ЧАСТЬ I

**УЛЬТРАЗВУКОВОЕ РЕЗАНИЕ**

*В. Ф. Казанцев*

## Часть I

### О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение . . . . .	11
Глава 1. Исследование механизма процесса ультразвукового резания . . . . .	13
§ 1. Основные характеристики ультразвуковой обработки . . . . .	13
§ 2. Эксперименты . . . . .	18
Глава 2. Разрушение материала при ультразвуковой обработке . . . . .	22
§ 1. Теория процесса . . . . .	22
§ 2. Процессы, происходящие при вдавливании одной частицы абразива . . . . .	25
§ 3. Экспериментальное исследование процесса разрушения и сопоставление с результатами расчета . . . . .	29
Глава 3. Силы, действующие при ультразвуковом резании . . . . .	32
§ 1. Принцип действия и роль колебательной системы . . . . .	32
§ 2. Характер колебаний акустической системы ультразвукового станка . . . . .	34
§ 3. Зависимость сил, возникающих при ультразвуковой обработке, от основных параметров процесса . . . . .	39
Глава 4. Влияние дробления и смены абразива на изменение скорости обработки . . . . .	43
§ 1. Изменение концентрации абразива под инструментом . . . . .	43
§ 2. Влияние дробления зерен абразива на уменьшение скорости ультразвуковой обработки . . . . .	45
§ 3. Экспериментальное исследование характера движения суспензии абразива . . . . .	48
§ 4. Механизм смены абразива в рабочем зазоре . . . . .	49
§ 5. Зависимость скорости обработки от давления и температуры . . . . .	51
Глава 5. Методы увеличения производительности обработки. Новые разработки станков . . . . .	53
§ 1. Увеличение скорости обработки при отсосе суспензии абразива . . . . .	53
§ 2. Повышение производительности обработки при значительном увеличении давления прижима и скорости смены абразива . . . . .	58
§ 3. Новые конструкции ультразвуковых станков . . . . .	61
Литература . . . . .	68



## ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее интересных и перспективных промышленных применений ультразвука является процесс, получивший название *ультразвукового резания*, или *ультразвуковой размерной обработки*. Ультразвуковое резание открыл около 20 лет назад американский инженер Льюис Балемут [1]. Исследуя дробление ультразвуком абразивных порошков, он обнаружил, что приближение колеблющегося торца излучателя к поверхности сосуда, в котором находится суспензия абразива, приводит к разрушению поверхности в месте контакта. Выяснилось, что таким способом разрушаются все хрупкие материалы — стекло, керамика, твердые сплавы, сапфир, рубин и даже алмаз. Особенно ценным оказалось то, что форма полученного углубления весьма точно повторяла рельеф торца излучателя. Способ быстро нашел промышленное применение и уже с 1953—1955 гг. в различных странах начали появляться промышленные образцы ультразвуковых станков.

Этот метод удачно дополняет известную группу немеханических методов обработки — электроэрозионный, электрохимический, электронно-лучевой и лучевой (лазерный). С его помощью удалось существенно упростить технологию изготовления фасонных деталей из твердых и хрупких материалов. Упростилась, например, технология вырезания пластин любой формы из керамики, кварца, полупроводников, стало возможно изготовлять отверстия любого профиля в хрупких материалах, упростилось изготовление матриц и пуансонов из твердых сплавов.

Принцип ультразвуковой обработки материалов заключается в том, что в зазор между обрабатываемой деталью 1 (рис. 1) и продольно вибрирующим инструментом 2 подается суспензия абразива 3. Под действием постоянной силы прижима  $F_{пр}$ , приложенной к инструменту или срабатываемой детали, в материале образуется углубление. Съем материала идет по поверхности, перпендикулярной к направлению колебаний инструмента. Материал снимается мельчайшими частицами; по мере удаления материала в изделии появляется полость — точная копия профиля торцевой поверхности инструмента. В процессе обработки частицы абразива, участвующие в обработке, постепенно изнашиваются, поэтому в зону обработки подается жидкость, несущая новые зерна абразива и обеспечивающая удаление разрушенных зерен и частиц материала.

Таким образом, станок для ультразвуковой обработки должен обеспечить колебания инструмента с большой амплитудой и заданной частотой, а также необходимую силу прижима инструмента к детали при непрерывной подаче суспензии абразива в зону обработки. Схема ультразвукового станка изображена на рис. 2. Резонансный преобразователь 1, или вибратор служит источником механических колебаний. Электрическая энергия, которую он получает от генератора 2, преобразуется им в энергию механических колебаний. Однако амплитуда получаемых таким образом ультразвуковых колебаний оказывается недостаточной для осуществления процесса резания, поэтому к торцу преобразователя присоединяют

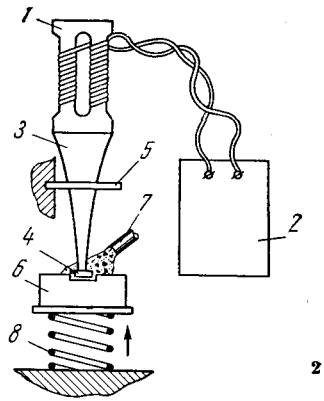
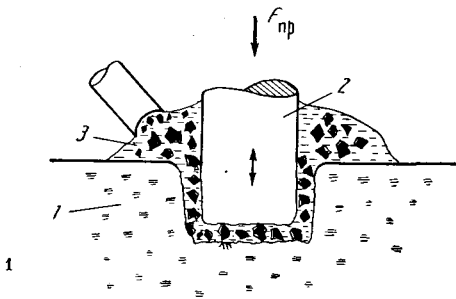


Рис. 1. Схема процесса ультразвукового резания

1 — обрабатываемая деталь; 2 — инструмент; 3 — суспензия абразива

Рис. 2. Принципиальная схема ультразвукового станка

1 — преобразователь; 2 — генератор; 3 — волновод-концентратор; 4 — инструмент; 5 — система крепления; 6 — обрабатываемая деталь; 7 — подача суспензии абразива; 8 — устройство для прижима

волновод-концентратор 3, назначение которого состоит в увеличении амплитуды колебаний на выходном конце, конечно, при соответствующем уменьшении площади. Присоединенный к концу концентратора инструмент 4 позволяет получить отверстие заданной формы в детали 6. Колебательная система преобразователь—концентратор—инструмент крепится к станку с помощью специальной системы крепления 5. Непрерывная подача абразива в зону резания производится с помощью системы 7. Специальный механизм 8 осуществляет прижим инструмента к детали.

С появлением первых станков были установлены основные параметры, влияющие на ультразвуковую обработку, и началась разработка технологии ультразвукового резания. В настоящее время способ размерной ультразвуковой обработки широко применяется в промышленности. Как в Советском Союзе, так и за рубежом осуществляется серийный выпуск универсальных ультразвуковых станков [2, 3].

Однако, несмотря на все эти положительные качества, ультразвуковая обработка применяется ограниченно ввиду малой производительности или большой энергоемкости. Так, при потребляемой станком мод. 4772 мощности 3,2 кВт производительность обработки стекла составляла 1200 мм<sup>3</sup>/мин, что соответствует энергоемкости 160 дж/мм<sup>2</sup>. При обработке твердого сплава производительность падает примерно в 50 раз, и в таком же отношении увеличивается энергоемкость. К сожалению, даже эти цифры справедливы только при незначительных глубинах резания — 1—2 мм; с увеличением глубины процесс замедлялся, и на глубине 10—15 мм скорость обработки падала до нуля. Таким образом, основной целью всех исследований, проводившихся на протяжении ряда лет, было увеличение производительности процесса и отыскание способов обработки более глубоких отверстий.

Детальные исследования, проведенные многими авторами, позволили установить основные закономерности процесса и выяснить его механизм. Следует отметить экспериментальные работы, проведенные в Японии Нишимура [4], в Англии Непайрасом [5], в ФРГ Бланком [6], и теоретическое исследование Шоу [7].

В СССР работы по созданию ультразвуковых станков, разработке технологии и исследованию физического механизма процесса проводились во многих организациях, в том числе в Акустическом институте АН СССР,

Экспериментальном научно-исследовательском институте металлорежущих станков (ЭНИМС) и др.

Первый этап исследований, выполненных в Акустическом институте в 1958—1961 гг., завершился выходом монографии «Ультразвуковое резание» [17].

В основу настоящей части книги легли результаты исследования по повышению производительности, проводившегося в Акустическом институте и ЭНИМСе в последующие годы. Мы использовали также все известные нам по литературе результаты.

## Глава 1

### ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПРОЦЕССА УЛЬТРАЗВУКОВОГО РЕЗАНИЯ

#### § 1. Основные характеристики ультразвуковой обработки

Процесс ультразвукового резания заключается в том, что в обрабатываемом материале образуется углубление, повторяющее форму торца инструмента. Съем материала идет по поверхности, перпендикулярной к плоскости колебаний инструмента или к направлению постоянной прижимающей силы. Скорость разрушения материала можно характеризовать двумя величинами: линейной скоростью изменения глубины отверстия и производительностью, т. е. объемом материала, удаляемого в единицу времени. При обработке отверстий постоянной площади производительность пропорциональна скорости обработки  $P = Sv$ , где  $S$  — площадь отверстия, а  $v$  — скорость обработки.

Эффективность ультразвукового метода обработки в первую очередь зависит от хрупкости материала. При обработке пары, состоящей из вязкого и хрупкого материалов, быстрее разрушается хрупкий материал, причем независимо от того, какой материал совершает колебания.

Таблица 1

Относительная производительность обработки стекла и ряда металлов

Материал	Производительность, %	Материал	Производительность, %
Стекло	100	Сталь	4,0
Латунь	6,6	Титан	4,0

В табл. 1 приводится сравнительная скорость обработки стекла и ряда металлов по данным работы [8].

Из приведенных данных следует, что скорость обработки всех металлов значительно меньше скорости обработки стекла, имеющего примерно ту же твердость. По-видимому, причина столь малой эффективности ультразвукового способа обработки для металлов заключается в их пластических свойствах.

Сопоставляя данные скорости обработки различных металлов и свинцово-сурьмянистого сплава с их механическими свойствами, авторы работы [9] пришли к заключению, что даже незначительная пластичность материала может сильно уменьшить скорость ультразвуковой обработки. Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что скорость обработки определяется прежде всего способностью материала разрушаться вследствие хрупкости. Чем выше эта способность, тем больше скорость обработки при одинаковых прочих условиях.

Известно, что сопротивление сдвигу  $\tau_p$  стекла, минералов и других хрупких материалов значительно больше сопротивления отрыву  $\sigma_p$ . Критерий хрупкости, введенный Г. В. Ужиком [10], представляет отношение сопротивления сдвигу к сопротивлению отрыву  $t_x = \tau_p / \sigma_p$ . Таким образом, при  $t_x > 1$  происходит разрушение материала, при  $t_x < 1$  — пластическая деформация.

Все материалы в зависимости от критерия хрупкости можно по обрабатываемости ультразвуковым методом разделить на три группы [11]. *Первая группа*  $t_x > 2$  (стекло, кварц, алмаз, керамика и др.) наиболее эффективно поддается обработке. *Вторая группа*  $1 < t_x < 2$  (закаленные стали, твердые сплавы) занимает промежуточное положение. Обработка материалов *третьей группы*  $t_x < 1$  (стали, медь, свинец и т. д.) неэффективна. Поэтому инструмент для ультразвуковой обработки почти всегда изготавливается из стали.

Столь же важным свойством, определяющим обрабатываемость материала, является его ударная твердость. В табл. 2 приведены величины относительной скорости обработки различных материалов, заимствованные из работ различных авторов [5, 12—15]. Очевидно, что скорость обработки уменьшается с увеличением твердости материала. Наиболее ясно это видно из сопоставления скорости обработки и твердости различных минералов по шкале Мооса, проведенного по данным работы [16] (табл. 3).

Таблица 2

Относительная скорость обработки различных материалов

Материал	Микротвердость $H$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительная скорость обработки, %
Стекло	600	100
Германий	—	57
Кварц	1200	52
Рубин	1800—2400	18
Твердый сплав (ВК-3, ВК-8)	—	5
Алмаз	40 000	0,5—1,5

Таблица 3

Относительная обрабатываемость стекла и минералов различной скорости

Материал	Твердость по шкале Мооса	Относительная твердость	Обрабатываемость, %
Флюорит	4	0,3	280
Стекло	5—6	1	100
Яшма	6	—	95
Кварц	7	1,5	50
Агат	7	—	40
Топаз	8	2,5	36
Корунд	9	4	9

Помимо производительности, ультразвуковую обработку характеризуют чистота поверхности и точность обработки<sup>1</sup>. Если исключить факторы, относящиеся к работе самого ультразвукового станка, то как чистота поверхности, так и точность обработки в первую очередь определяются твердостью обрабатываемого материала и размером зерен суспензии абразива. Опыт показывает, что боковой зазор примерно в 1,5 раза больше среднего размера зерен абразива. Предельные изменения этого зазора создают допуск, определяющий точность обработки. С уменьшением размера зерен

<sup>1</sup> Под точностью понимают стабильность зазора между контуром отверстия и инструментом.

эта разница снижается. Чистота поверхности, которая определяется средней высотой микронеровностей, также улучшается с увеличением твердости обрабатываемого материала обратно пропорционально размеру зерен абразива. Остальные параметры мало влияют на чистоту поверхности и точность обработки. Для данного материала производительность ультразвуковой обработки зависит от амплитуды колебаний, частоты и силы прижима — параметров, характеризующих режим резания.

Эмпирические исследования ультразвуковой обработки на протяжении ряда лет позволили накопить обширный фактический материал (см., например, [5, 11, 17]). В экспериментах измерялась зависимость средней производительности (скорости обработки) от различных параметров. К сожалению, в большинстве экспериментов, относящихся к раннему этапу исследований, суспензию абразива подавали «поливом» на поверхность обрабатываемой детали. В этом случае производительность быстро падает с увеличением глубины отверстия и на глубине 10—15 мм достигает нуля. Указанную зависимость наблюдали многие авторы [5, 13, 17]. Анализ этих экспериментальных данных показал, что уменьшение скорости обработки с увеличением глубины  $h$  соответствует экспоненциальной зависимости

$$v = v_0 \exp(-\alpha h). \quad (1)$$

Как видно из (рис. 3), экспериментальные значения, соответствующие глубинам, большим 1 мм, хорошо укладываются на прямую в логарифмической системе координат. Однако скорость обработки в начале процесса на поверхности значительно меньше. Отклонение от найденной выше зависимости при малой глубине объясняется нестационарным характером процесса обработки в начальный период [18, 19]; об этом также свидетельствует большая величина среднеквадратичного изменения скорости.

Анализируя полученные для различных давлений прижима экспериментальные данные, легко показать, что найденная зависимость справедлива при любом значении давления прижима, причем параметры  $v_0$  и  $\alpha$  зависят от величины последнего. С увеличением давления прижима значение  $\alpha$  монотонно возрастает (рис. 4).

Уменьшение скорости обработки по мере углубления инструмента характеризуется параметром  $\alpha$ ; это уменьшение связано с изменением

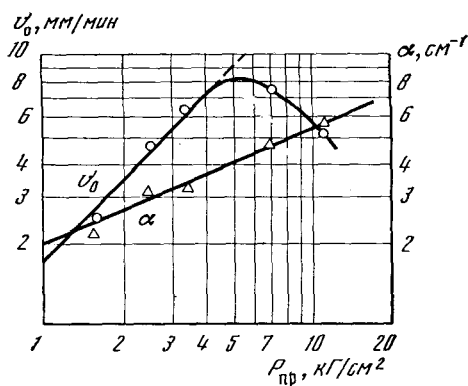
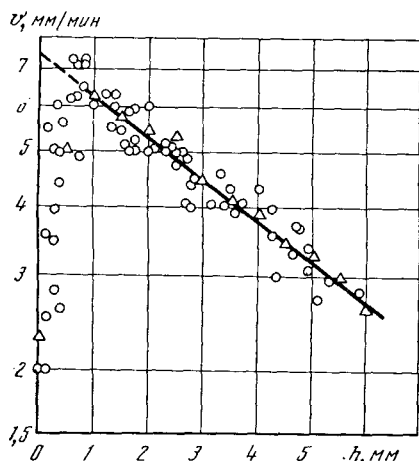


Рис. 3. Зависимость скорости обработки от глубины отверстия

Прямая соответствует зависимости  $v = v_0 \exp(-\alpha h)$

Рис. 4. Зависимость начальной скорости  $v_0$  и показателя экспоненты  $\alpha$  от давления прижима

свойств суспензии непосредственно в рабочем зазоре при углублении инструмента. К анализу факторов, влияющих на уменьшение скорости обработки, мы вернемся в гл. 4.

Зависимость производительности процесса от основных параметров — силы прижима, амплитуды и частоты связана с изменением параметра  $v_0$ . С увеличением давления прижима  $v_0$  пропорционально возрастает, как показано на рис. 4, однако выше некоторого критического давления пропорциональность нарушается, и  $v_0$  начинает уменьшаться. Таким образом, скорость обработки до некоторого предела пропорциональна силе или давлению прижима. Как уже указывалось, в большинстве экспериментов определялась средняя скорость обработки, поэтому влияние основных параметров на скорость процесса обработки при неизменных условиях, которому соответствует  $v_0$ , можно проследить лишь в общих чертах.

Сопоставляя скорость обработки с величиной давления прижима при разной площади обработки, мы нашли, что скорость обработки остается постоянной при изменении площади в широких пределах и постоянной величине давления прижима и увеличивается пропорционально давлению прижима. При этих же условиях, как показал проведенный нами анализ ряда экспериментальных данных [6, 20—22], скорость обработки пропорциональна квадрату амплитуды колебаний (рис. 5). Недавно проведенные эксперименты [23] показали, что существует критическая амплитуда колебаний, как и критическое давление прижима; с увеличением амплитуды колебаний свыше 55—60 мкм скорость обработки уменьшается. Это означает, что скорость обработки до известного предела пропорциональна произведению давления на квадрат амплитуды. Однако указанная зависимость не всегда выполняется. При обработке ряда материалов, обладающих высокой ударной вязкостью, или при использовании мелких порошков абразива скорость обработки зависит от амплитуды колебаний линейно [10, 24]. При этом зависимость скорости обработки от давления изменяется так, что скорость обработки пропорциональна произведению

$$\xi_m \sqrt{P_{np}},$$

где  $\xi_m$  — амплитуда колебаний;  $P_{np}$  — давление прижима (рис. 6). Таким образом, эмпирическая зависимость скорости обработки от амплитуды колебаний и давления прижима может быть представлена в виде

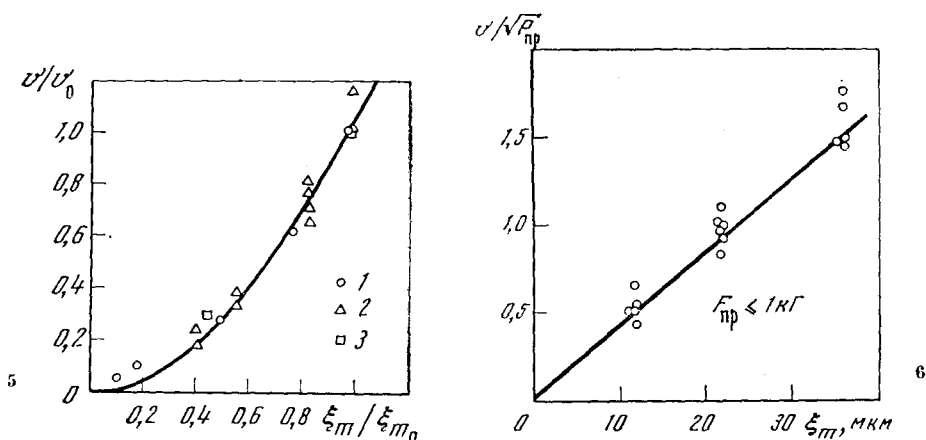


Рис. 5. Зависимость относительной скорости обработки от амплитуды колебаний 1 — [8]; 2 — [25]; 3 — [24]

Рис. 6. Зависимость  $v/P_{np}^{1/2}$  от амплитуды колебаний  $\xi_m$

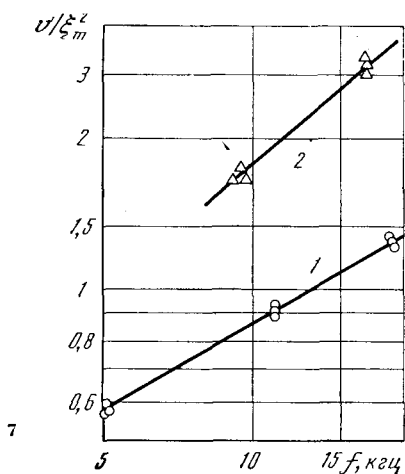


Рис. 7. Зависимость скорости обработки от частоты  
1 — при обычных условиях [8]; 2 — при подавлении кавитации [22]

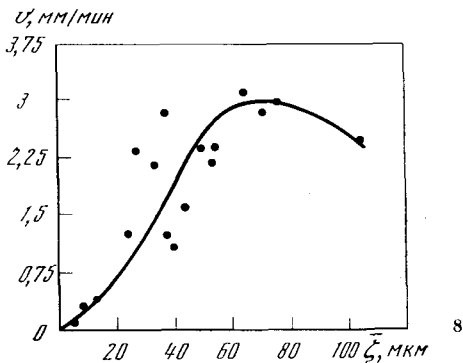


Рис. 8. Зависимость скорости обработки от среднего размера зерен абразива

$v \sim (\xi_m^2 P_{\text{пр}})^a$ , где  $a$  изменяется в пределах от 0,5 до 1,0 в зависимости от размеров применяемого абразива и обрабатываемого материала.

Очевидно, что с увеличением частоты колебаний скорость обработки должна возрастать. Эксперименты, проведенные Непайрасом [5], показали, что в обычных условиях, в диапазоне от 5 до 20 кГц, скорость обработки пропорциональна квадратному корню из частоты колебаний (рис. 7). Подавление кавитации путем повышения гидростатического давления [22] в том же диапазоне частот дает линейную зависимость скорости обработки от частоты. Как видно из рис. 7 (кривая 2), скорость обработки, отнесенная к квадрату амплитуды, пропорциональна частоте колебаний. На основе анализа экспериментального материала можно предположить, что скорость процесса разрушения пропорциональна частоте колебаний, а нелинейная зависимость скорости обработки от частоты обусловлена изменением концентрации абразива в рабочем зазоре и скорости его смены.

Скорость обработки определяется также твердостью и зернистостью<sup>1</sup> абразива. При ультразвуковой обработке зерна абразива играют основную роль, выполняя функции резца, поэтому абразив должен быть значительно тверже обрабатываемой детали, или, в крайнем случае, той же твердости. В табл. 4 приведено относительное время обработки двумя различными абразивами одинаковой зернистости (средний размер зерен 60 мкм).

Сопоставляя полученные данные, мы видим, что если при обработке стекла замена карбида бора менее твердым карбидом кремния уменьшает скорость обработки всего на 20%, то аналогичная замена при обработке твердого сплава приводит к уменьшению скорости обработки в 3 раза.

Скорость обработки, как точность и чистота поверхности, существенно зависит от среднего размера зерен абразива [4]. Как видно из рис. 8, с увеличением зерен скорость возрастает, при среднем размере около 60—80 мкм достигает максимума, а затем уменьшается. В работе [4] было установлено, что при изменении концентрации в широких пределах (от 10 до 40% по объему) скорость практически остается постоянной.

<sup>1</sup> Согласно ГОСТ-37-59, абразивные порошки подразделяются по группам зернистости. Абразивному порошку какой-либо зернистости соответствует определенный гранулометрический состав зерен абразива. Этот состав исходного абразивного порошка однозначно характеризуется средним размером зерна; под размером зерна понимается ширина площади, занимаемой им под микроскопом.

Таблица 4

Длительность обработки различными абразивами [17]

Абразив	Микротвердость $H$ , $\kappa\Gamma/\text{мм}^2$	Обрабатываемый материал	Относительное время обработки
Карбид бора	4300	} Стекло	1
Карбид кремния	3200		1,2
Карбид бора	4300	} Твердый сплав	40
Карбид кремния	3200		120

Таким образом, окончательно зависимость скорости обработки от основных параметров (давления прижима  $P_{\text{пр}}$ , амплитуды колебаний  $\xi_m$  и частоты  $f$ ) может быть представлена в виде

$$v = Qc(\bar{\zeta})(\xi_m^2 P_{\text{пр}})^a f^s, \quad (2)$$

где  $Q$  зависит от твердости обрабатываемого материала и абразива, а также от концентрации абразива в жидкости;  $c(\bar{\zeta})$  — отражает зависимость скорости обработки от среднего размера зерен абразива  $\zeta$ . Для разных условий обработки параметры  $a$  и  $s$  могут изменяться от 0,5 до 1. Однако указанная зависимость справедлива только до некоторого значения давления прижима и амплитуды колебаний. По мере их увеличения зависимость нарушается, скорость обработки достигает максимума. На первом этапе исследований физический смысл параметров  $P_{\text{пр}}$  и  $\xi_m$  не был ясен. Было известно только, что существует предел, ограничивающий дальнейшее повышение производительности ультразвуковой обработки при увеличении амплитуды колебаний или давления прижима.

## § 2. Эксперименты

Очевидно, что решающую роль при ультразвуковой обработке играют частицы абразива. О природе сил, действующих на эти частицы и вызывающих разрушение материала, существовал ряд гипотез, причем наибольшее распространение получили две из них — кавитационная и ударная. Согласно первой, разрушение материала происходит при воздействии на частицы абразива захлопывающихся кавитационных пузырьков. По второй гипотезе причиной разрушения материала является удар инструмента непосредственно по частицам абразива, лежащим на обрабатываемой поверхности.

Эти гипотезы проверяли экспериментально Непайрас [25], а также Нишимура и Шимакава [26]. Они определяли величину кавитационного разрушения в воде или в масле без абразива, величину разрушения в тех же жидкостях с абразивом, но без непосредственного контакта (величина зазора в указанных экспериментах изменялась в широких пределах). Обработанная поверхность исследовалась под микроскопом. В результате проведенных экспериментов авторы пришли к заключению, что кавитационное разрушение обрабатываемой поверхности и разрушение летящими частицами абразива пренебрежимо мало по сравнению с величиной разрушения при ударе непосредственно по частицам абразива.

В опытах Нишимура и Шимакава [26] было показано, что при постоянной величине импульса силы величина разрушаемого объема увеличивается с уменьшением длительности контакта. Предполагая, что разрушаемый объем однозначно определяется величиной средних напряжений, возни-



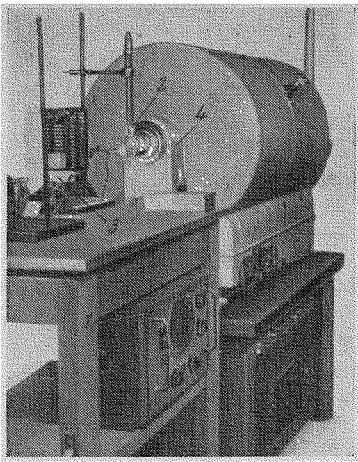


Рис. 9. Общий вид установки для исследования механизма процесса

1 — генератор; 2 — излучатель и модель;  
3 — осветитель; 4 — скоростная кинокамера ФП-22

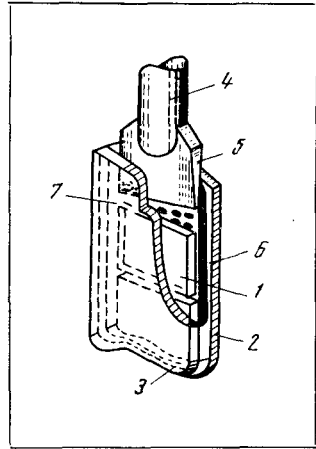


Рис. 10. Схема модели для исследования процесса с помощью скоростной киносъемки

1 — обрабатываемое стекло; 2, 3 — боковые защитные стекла; 4 — вибратор; 5 — инструмент; 6 — слой клея; 7 — суспензия абразива

кающих в материале при ударе инструмента об обрабатываемую поверхность, эти авторы попытались установить связь между средней силой, действующей в момент удара, с одной стороны, и постоянной силой прижима и амплитудой колебаний, с другой. В процессе обработки инструмента наносит по обрабатываемой поверхности периодические удары длительностью  $\tau$ . Величина средней за период силы  $F$  пропорциональна постоянной силе прижима  $F_{пр}$  и отношению  $\tau/T$  ( $T$  — период колебаний). Как было экспериментально показано [27, 29], отношение  $\tau/T$  зависит от величины  $F_{пр}$  и амплитуды колебаний. Поскольку с увеличением амплитуды колебаний при постоянной силе прижима длительность импульса сокращается, то при неизменной величине импульса должна возрастать средняя сила. При увеличении силы прижима увеличивается также средняя сила. Этим объясняется найденная указанными авторами зависимость скорости обработки от амплитуды колебаний при постоянной величине импульса.

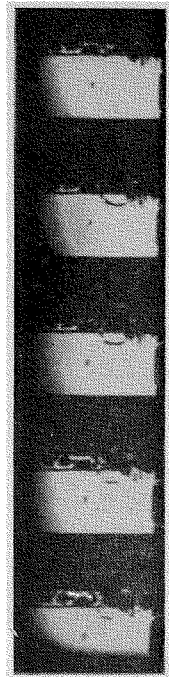
Шоу [7] также считает, что скорость обработки определяется величиной максимума силы при ударе инструмента по частицам абразива. Он предполагает, что съем материала происходит в результате разрушения обрабатываемого материала под частицей абразива при ударе по ней инструмента. Проводя соответствующие вычисления, Шоу нашел, что в этом случае скорость обработки пропорциональна размеру зерен, частоте колебаний и зависит от амплитуды и силы прижима; Шоу нашел также глубину выколов в материале при ударе, наносимом свободно летящими зернами абразива. Проведенные им расчеты показали, что съем стекла за счет летящих частиц составляет всего 3% общего объема. Подавляющая часть съема должна осуществляться вследствие вбивания зерен абразива.

Не вдаваясь в подробный анализ теории Шоу, следует отметить, что она основана на правильных предположениях о механизме разрушения при ультразвуковой обработке, а основная гипотеза, выдвинутая Шоу, — образование выколов в момент удара инструмента по зернам абразива, лежащим на обрабатываемой поверхности, — подтверждена в дальнейших экспериментах. Эта теория помогает понять роль каждого из основных параметров (амплитуды колебаний, давления прижима, частоты) в процессе



**Рис. 11.** Кадры, на которых запечатлен эксперимент *a* — в рабочем зазоре до начала обработки; *б* — спустя 15 мсек. 1 — инструмент; 2 — зерна абразива; 3 — обрабатываемый материал; 4 — выколы

**Рис. 12.** Появление трещины в обрабатываемом материале



ультразвуковой обработки. Однако полученная Шоу зависимость скорости обработки от амплитуды колебаний и силы прижима не соответствует экспериментальным данным. Как уже говорилось, эксперименты показали, что скорость обработки зависит от произведения квадрата амплитуды на давление прижима. Правильность высказанных предположений доказана экспериментально с применением скоростной киносъемки [29, 30]. Общий вид установки и схема экспериментов, описанных в работе [29], показаны на рис. 9 и 10.

Обрабатываемая пластинка стекла 1 вклеивалась между двумя стеклянными боковыми пластинами 2 и 3. В промежуток, образованный этими пластинами, заливалось небольшое количество суспензии абразива и туда вводился инструмент 4 в виде тонкой пластины. Камера, исследуемый образец и источник света располагались на одной прямой. Таким образом, на пленке фиксировалось положение инструмента, частиц абразива и граница обрабатываемой поверхности.

На рис. 11 и 12 показаны кадры, на которых запечатлен этот эксперимент. Первый кадр (рис. 11, *a*) фиксирует положение до начала обработки; вверху инструмент 1, снизу обрабатываемое стекло 3. Поверхность представляет собой почти прямую линию. Хорошо видны частицы абразива 2, находящиеся в рабочем зазоре. Вторым кадром (рис. 11, *б*) — через 15 мсек после начала обработки. На гладкой поверхности появилось большое число маленьких выколов, размер которых значительно меньше размера частиц абразива. Из рассмотрения большого количества кадров видно, что выколы возникают лишь под крупными частицами. В отдельных случаях за сравнительно длительное время по отношению к периоду одного колебания порядка нескольких миллисекунд наблюдалось выкрошивание стекла в виде мелкодисперсной пыли. Его можно заметить на том же кадре с правой стороны (см. рис. 11, *б*). Вследствие многократных ударов частица абразива диаметром 430 мк, значительно возвышающаяся над остальными, углубилась в стекло на 35 мк. Третий вид разрушения наблюдается сравнительно редко. Как и в предыдущем случае, он объясняется случайным появлением более высокой, чем остальные, частицы абразива. Как видно из рис. 12, в момент наибольшего приближения инструмент ударяет по такой крупной частице (в кадре справа), в результате чего образуется трещина; время ее образования меньше интервала между кадрами, т. е. 0,02 мсек.

Движение частиц абразива под действием других причин не приводит к разрушению стекла. Ни в одном из тех случаев, когда инструмент ударяет по частице абразива, взвешенной в суспензии, разрушения не наблю-

далось, хотя скорость частиц приближалась к максимальной скорости колебаний торца инструмента. Полученные результаты согласуются с выводами Шоу [7] о незначительном съеме материала под действием перемещающихся в жидкости зерен абразива. Полностью опровергнута и кавитационная гипотеза — образование выколов при захлопывании кавитационных пузырьков. При захлопывании кавитационного пузырька непосредственно над частицей абразива, лежащей на поверхности стекла, следы разрушения отсутствуют.

Воздействию кавитации в первую очередь подвержен инструмент, изготовленный из вязкого материала. Экспериментально удалось наблюдать на одной из пленок чисто кавитационную эрозию инструмента. Возникая на поверхности инструмента, локализованные кавитационные пузырьки оставляют на ней характерные «кратеры». Так как кавитация чаще всего возникает вблизи движущейся поверхности, то колеблющаяся поверхность инструмента подвергается большему кавитационному воздействию, чем неподвижная. Это подтверждается экспериментами Дьяченко, Мизрохи и Аверьяновой [31], которые показали, что износ колеблющегося элемента всегда больше, чем неподвижного.

Как известно [21], с применением более вязких жидкостей скорость обработки уменьшается, например, при изменении концентрации глицерина от 0 до 100% скорость обработки изменяется в 100 раз. Мы поставили эксперименты по обработке в воде и глицерине. Сопоставляя скорость перемещения частиц в воде и глицерине и скорость обработки в различных средах, можно заключить, что в процессе ультразвуковой обработки потоки имеют большое значение. Чем выше скорость потоков, тем скорее старый измельченный абразив может быть заменен новым и, следовательно, выше скорость обработки.

Кавитация также влияет на процесс обработки. С одной стороны, воздействие на частицы абразива кавитационных пузырьков приводит к равномерному распределению их под инструментом, а с другой стороны, кавитация уменьшает скорость обработки, разбрасывая частицы абразива, вследствие чего понижается концентрация абразива в рабочем зазоре. Таким образом, кавитация и потоки, возникающие под инструментом, играют существенную роль при перемешивании абразива в рабочем зазоре, в выносе выколотых частиц и размельченного абразива к подаче свежего абразива в зону резания.

В целом, ультразвуковая обработка сводится к двум различным по своей природе процессам — образованию выколов при ударе инструмента по частицам абразива и перемещению зерен абразива и осколков материала в рабочем зазоре. От обоих этих процессов в большей или меньшей степени зависят производительность, точность изготовления отверстий, качество и чистота поверхности, износ инструмента.

## РАЗРУШЕНИЕ МАТЕРИАЛА ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКЕ

### § 1. Теория процесса

Эксперименты с применением скоростной киносъемки показали, что инструмент совершает практически гармоническое колебательное движение. При сближении торца инструмента с обрабатываемой поверхностью в некоторый момент времени какое-либо из зерен абразива оказывается зажато между ними. При дальнейшем движении инструмента это зерно внедряется в обе поверхности. Внедрение частицы абразива в материал инструмента приводит только к пластическим деформациям. При внедрении частицы абразива в поверхность обрабатываемого хрупкого материала образуется выкол. Такая поверхность материала разрушается сразу, тогда как поверхность металла разрушается после ряда циклов обработки, поэтому величина разрушения инструмента на один цикл в данном случае оказывается меньше. Если создать условия, при которых поверхность металла непрерывно становится более хрупкой, например, путем анодного растворения [32], то скорость обработки металла значительно увеличится.

Как известно, процесс разрушения зависит от скорости деформации. При синусоидальном характере движения инструмента максимальная скорость движения поверхности инструмента при частоте 20 кГц и амплитуде 50 мк составляет около 6 мсек. Как показали исследования, проведенные Ф. Ф. Витманом и др. [33], в этих условиях зависимость ударной твердости металла  $H_k$  от скорости относительной деформации  $\epsilon$  описывается степенной функцией  $H_k \sim \epsilon^{0,03}$ . Это означает, что характер внедрения зерен абразива в поверхность инструмента определяется величиной действующих сил и от скорости деформации практически не зависит.

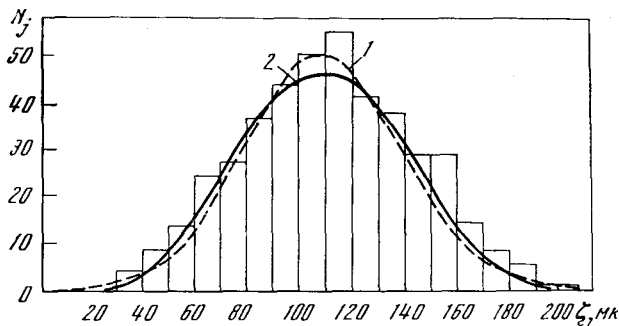
Величина предельных напряжений при внедрении зерна абразива в обрабатываемую поверхность также не зависит от скорости деформации. Действительно, закон Гука для хрупких тел справедлив почти до момента начала разрушения. Напряжения в твердом теле устанавливаются со скоростью распространения звука, равной, например для стекла, около 5000 м/сек. При достижении в каком-либо месте предельных для данного материала напряжений возникает трещина. Скорость распространения трещины по порядку соответствует скорости звука; так, для стекла она составляет 1400 м/сек.

Из сопоставления значения скорости указанных процессов со скоростью движения инструмента следует, что разрушение происходит почти мгновенно по сравнению с временем контакта инструмента с зернами абразива. Это означает, что при ультразвуковой обработке оно происходит, как и при медленном вдавливании, а объем материала, разрушаемого за один цикл, и глубина внедрения частицы однозначно определяются величиной максимума действующих сил, развивающихся при ударе инструмента.

Указанные предположения лежат в основе концепции Шоу [7]. Он полагает также, что все частицы абразива имеют форму шара одинакового диаметра  $\xi$ . В результате силы  $F_m$ , развивающейся при ударе инструмента по частицам абразива, они углубляются в обрабатываемый материал на глубину  $h_1$ , а в материал инструмента — на глубину  $h_2$ . При этом в обрабатываемом материале возникает разрушение в виде сферического сегмента, объем которого  $V_0 = (\xi h_1)^{3/2}$ . Отношение максимума силы, действующей на одну частицу  $F_m/N$ , к площади сегмента  $\pi \xi h_1$  пропорционально твердости обрабатываемого материала, т. е.  $F_m \sim \pi N \xi^2 h_1$ . Производительность ультразвуковой обработки  $P$  равна произведению объема материала  $V_0$ , раз-

Рис. 13. Распределение зерен абразива по ширине  $N=400$

Кривая 1 соответствует распределению Гаусса; кривая 2 — зависимость  $\varphi(\xi) = 1,093/\xi^2 [1 - (\xi - \xi_0)^2/\xi_0^2]$ .



рушаемого при ударе одной частицы, на число частиц  $N$ , дающих выкол за один период, и на число ударов за единицу времени, т. е. на частоту колебаний  $f$ :

$$P = V_0 N f. \quad (3)$$

Выражая величину разрушения одной частицей  $V_0$  через  $F_m$ , можно получить зависимость производительности от максимума силы, развивающейся в процессе ультразвуковой обработки. На основе ряда дополнительных предположений в работе [7] было найдено влияние основных параметров (амплитуды колебаний, частоты, давления прижима и т. д.) на производительность ультразвуковой обработки. Однако, как указывалось в гл. 1, эти зависимости не соответствовали экспериментальным данным.

Как будет показано ниже, основной причиной наблюдаемого расхождения расчетов и результатов эксперимента является предположение об однородности частиц абразива. Если считать, как это было сделано Шоу, что удар инструмента приходится одновременно по всем частицам, то оказывается, что реальная величина давления, возникающего в процессе ультразвуковой обработки, значительно меньше требуемой для разрушения. Шрейнер [38] нашел расчетным путем величину давления, необходимую для того, чтобы начался процесс разрушения кварца. При расчетах было принято, что зерна абразива имеют правильную сферическую форму, одинаковый диаметр и располагаются с плотной упаковкой. Полученная им расчетная величина составляет несколько тысяч  $\text{кг}/\text{см}^2$ . Так, при диаметре частиц  $100 \text{ мкм}$  давление должно быть  $2500 \text{ кг}/\text{см}^2$ ; с уменьшением размера частиц до  $10 \text{ мкм}$  давление увеличивается до  $25\,000 \text{ кг}/\text{см}^2$ . Указанное противоречие не устраняется, если предположить, что концентрация в 10 раз меньше, а частицы абразива имеют острые углы, способствующие скорейшему разрушению.

По-видимому, решающее значение имеет неравномерное распределение действующей силы по частицам абразива вследствие неоднородности их размеров. Как видно из рис. 13, около 10% частиц абразивного порошка № 10 (ГОСТ 3647-59) при среднем размере частиц  $105 \text{ мкм}$  имеют размер от  $160$  до  $180 \text{ мкм}$  и менее 1% — от  $180$  до  $200 \text{ мкм}$ .

Мы нашли [36], что распределение зерен абразива по длине, ширине и высоте носит одинаковый характер, а среднее и основное отклонение зерен абразива по длине, ширине и высоте относятся как  $1 : 1, 7 : 3$ . Как известно, общепринятой размерной характеристикой зерен абразива является ширина, поэтому в дальнейшем для абразивных порошков различной зернистости приводится распределение зерен абразива по ширине. В табл. 5 приведены значения средней ширины и основного отклонения различных абразивных порошков, наиболее часто используемых при ультразвуковой обработке. Отношение средней ширины абразива к основному отклонению для всех номеров близко к 3. Кроме указанных первых

Т а б л и ц а 5

## Основные параметры абразивных порошков

Номер абразива по ГОСТ 3647-59 (в скобках номер по ГОСТ 3238-46)	Средняя ширина зерен абразива $\bar{\zeta}$ , мкм	Основное отклонение $\sigma$ , мкм	$\bar{\zeta}/\sigma$	Номер абразива по ГОСТ 3647-59 (в скобках номер по ГОСТ 3238-46)	Средняя ширина зерен абразива $\bar{\zeta}$ , мкм	Основное отклонение $\sigma$ , мкм	$\bar{\zeta}/\sigma$
16 (80)	160	45	3,5	6-5 (180-220)	63	—	—
12 (100)	120	40	3,0	4 (280)	42	—	—
10 (120)	108	35	3,0	3 (320)	30	10	3,0
8 (150)	87	—	—				

двух моментов (среднего  $\bar{\zeta}$  и дисперсии  $\sigma^2$ ), вычислялись третий и четвертый моменты  $\tau$  распределения.

Полученное распределение абразива по размерам близко к нормальному. Однако число частиц определенного размера, соответствующее этому распределению, нигде не обращается в нуль, тогда как для каждого номера зернистости абразивного порошка существует предельный размер зерен. Вследствие указанной причины наблюдаемая частота зерен больших размеров не соответствует той, которая следует из нормального распределения. Между тем именно эта часть кривой распределения играет основную роль в процессе разрушения. Мы установили, что распределение абразива соответствует кривой вида

$$\varphi(\eta) = \varphi_0 \left(1 - \eta^2\right)^{\frac{x^2-3}{2}}, \quad (4)$$

где  $\eta = (\bar{\zeta} - \zeta) / \bar{\zeta}$ ;  $x = 2 \tau / (3 - \tau)$ .

Нетрудно показать, что при  $x \rightarrow \infty$  предельным переходом из указанного выше уравнения получается нормальное распределение.

Подставив в найденную формулу эмпирические значения моментов распределения, получим окончательный вид функции распределения

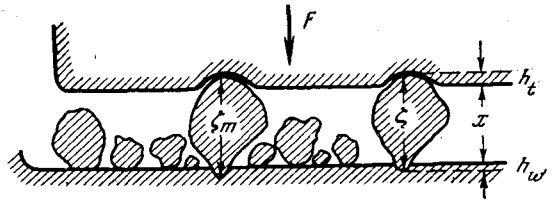
$$\varphi(\zeta) = \frac{1,095}{\bar{\zeta}} \left[1 - \frac{(\zeta - \bar{\zeta})^2}{\bar{\zeta}^2}\right]^{2,3} = \frac{0,365}{\sigma} \left[1 - \frac{(\zeta - \bar{\zeta})^2}{9\sigma^2}\right]^{2,3}. \quad (5)$$

Следует отметить, что, поскольку число крупных частиц весьма мало, возможны значительные отклонения от найденного закона распределения. Это существенно сказывается на процессе разрушения.

Рассмотрим, как влияет неоднородность распределения абразива на процесс разрушения материала. Поскольку размеры частиц абразива не одинаковы, инструмент при движении к обрабатываемой поверхности соприкасается с малым числом наиболее крупных частиц и вдавливают их в обрабатываемую поверхность. Частично они вдавливаются и в поверхность инструмента. По мере дальнейшего продвижения торца инструмента число соприкасающихся зерен растет, увеличивается также реакция каждого из них, причем часть из них создает разрушение. При некотором положении торца кинетическая энергия инструмента обращается в нуль, и инструмент останавливается. Этому расстоянию между торцом инструмента и обрабатываемой поверхностью соответствует определенная величина максимума действующей силы.

Мы предложили [36] модель процесса, учитывающую влияние неоднородности абразива на величину разрушения (рис. 14). Между инструментом и обрабатываемой поверхностью расположено  $N$  частиц абразива, причем распределение их по высоте задано функцией  $\varphi(\zeta)$ . В первый момент инструмент касается наиболее высоких зерен высотой  $\zeta_m$ , далее

Рис. 14. Схема процесса разрушения при ультразвуковой обработке



часть частиц вдавливается в обе поверхности (инструмента и обрабатываемого материала) и расстояние между ними становится меньше высоты отдельных частиц. Если не учитывать сжатия частиц, глубина внедрения каждой частицы размером  $\zeta$  будет равна разности высоты частицы и расстояния между поверхностями  $h = \zeta - x$ . Согласно предположению о квазистатическом характере вдавливания частиц абразива, сила, действующая на каждую частицу, может быть представлена в виде

$$\Phi_{\zeta} = \Phi_{\zeta}(\zeta - x). \quad (6)$$

Полная сила, действующая на все  $N$  частиц, находящихся в зазоре, будет равна

$$F(x) = \int_x^{\zeta_0} \Phi_{\zeta}(\zeta - x) N \varphi(\zeta) d\zeta, \quad (7)$$

где  $\varphi(\zeta)$  — функция распределения частиц абразива по размерам.

Следует отметить, что вследствие конечной прочности частиц абразива наиболее высокие из них разрушатся, поэтому верхний предел интегрирования  $\zeta_0$  будет меньше максимальной высоты частиц. Аналогично объем обрабатываемого материала, разрушаемый за один цикл, можно записать в виде

$$V = \int_x^{\zeta_0} V_{\zeta}(\zeta - x) N \varphi(\zeta) d\zeta, \quad (8)$$

где через  $V_{\zeta}(\zeta - x)$  обозначена зависимость объема, разрушаемого одной частицей при действии на нее силы  $\Phi_{\zeta}$ , т. е.

$$V_{\zeta}(\zeta - x) = V_{\zeta}[\Phi_{\zeta}(\zeta - x)]. \quad (9)$$

Исключая из системы уравнений (7) и (8) параметр  $x$ , получим связь между объемом обрабатываемого материала, разрушаемым за один цикл, и величиной действующей силы.

Для проведения дальнейших вычислений необходимо знать характер разрушения материала при внедрении одной частицы абразива.

## § 2. Процессы, происходящие при вдавливании одной частицы абразива

Рассмотрим основные экспериментальные закономерности при вдавливании одного зерна абразива. В технике широко распространен метод измерения твердости металлов путем вдавливания в их поверхность твердого наконечника (индентора в виде шарика, конуса или пирамиды) [35]. Под твердостью металла понимают сопротивление его местным пластическим деформациям: чем выше твердость, тем меньше поверхность отпечатка или глубины вдавливания индентора. Процесс вдавливания частицы абразива в поверхность металла при ультразвуковой обработке подобен процессу вдавливания индентора при измерении твердости металлов. Вследствие

относительно большой величины пластических деформаций непосредственный контакт зерна абразива с поверхностью металла происходит на значительной площади, и влиянием площади отдельных выступов и углов можно в этом случае пренебречь. Вообще говоря, частица абразива всегда имеет неправильную форму. Однако, в первом приближении мы будем рассматривать поверхность частицы как часть сферы, диаметр которой равен среднему размеру зерна абразива. В практике измерения твердости вдавливание шарика соответствует стандартному методу измерения твердости по Бринеллю. При этом твердость (по Бринеллю) определяется как сила, отнесенная к площади проекции отпечатка

$$H_B = \frac{\Phi}{\pi D h_1},$$

где  $D$  — диаметр вдавливаемой сферы;  $h_1$  — глубина отпечатка в металле.

Почти для всех металлов величина  $H_B$  в широких пределах не зависит от радиуса кривизны внедряемого тела или силы прижима и является физической характеристикой данного материала. В частности, Койфман [37] исследовал внедрение в сталь алмазного острия с очень малым радиусом закругления ( $D/2 = 45 \text{ мк}$ ). Найденное значение твердости стали близко к твердости по Бринеллю, определенной стандартным способом, причем глубина внедрения, как следует из формулы, пропорциональна величине действующей силы.

Проведенные исследования (см., например, [35]) показали, что глубина отпечатка при ударе пропорциональна величине действующей силы и обратно пропорциональна твердости материала и диаметру внедряемой сферы:

$$h_1 = \frac{1}{4H_1 D} \Phi. \quad (10)$$

Величина твердости, входящая в эту формулу, мало отличается от твердости по Бринеллю ( $H_1 = H_B$ ). Для наиболее широко распространенных в ультразвуковой обработке инструментов из стали величина  $H_1 = 200 \text{ кг/мм}^2$ .

Процесс вдавливания частицы абразива в поверхность хрупкого тела имеет принципиально иной характер (см., например, [38]). Если вдавливание острия в поверхность металла вызывает только пластические деформации и наклеп и к разрушению не приводит, то вдавливание острия в поверхность хрупкого тела вызывает сразу же его разрушение. Образуется выкол, напоминающий по форме пирамиду, причем угол при вершине составляет около  $140^\circ$ . При дальнейшем вдавливании размер лунки увеличивается, но центральный угол остается почти неизменным. Диаграмма вдавливания в этом случае, т. е. связь между величиной силы и глубиной внедрения, тоже сильно отличается от подобных диаграмм для металлов. Представляет она собой ломаную кривую, состоящую из чередующихся почти прямолинейных отрезков с резко отличными углами наклона. На одних участках глубина увеличивается очень медленно, а на других очень быстро. Это говорит о том, что процесс носит скачкообразный характер. Однако, если пренебречь отдельными скачками и рассматривать усредненную кривую, то можно считать, что, начиная с некоторого значения нагрузки, глубина внедрения пропорциональна действующей силе.

Указанная зависимость глубины выкола от величины действующей силы была найдена Койфманом [37] при вдавливании в стекло острия с радиусом закругления  $45 \text{ мкм}$ . Соответствующая ей эмпирическая формула имеет вид

$$h_2 [\text{мм}] = 10 (\Phi [\text{кг}] - 0,7).$$



Характерная особенность процесса разрушения хрупких тел заключается в том, что существует некая предельная сила, с которой начинается разрушение. На основе анализа ряда работ по исследованию прочности хрупких тел [38] можно предположить, что глубина разрушения обратно пропорциональна твердости и с точностью до постоянного коэффициента  $1/a_0$  описывается уравнением

$$h_2 = \frac{1}{a_0 H_2} (\Phi - \Phi_0), \quad (11)$$

где  $\Phi_0$  — сила, действующая на тело в момент разрушения. В работе [35] показано, что отношение  $\Phi_0$  к радиусу кривизны вдавливаемой сферы  $\rho$  приблизительно постоянно,  $\Phi_0/\rho \approx b_0$ . Величина разрушения зависит от твердости обрабатываемого материала. Этот параметр служит общей характеристикой материала при любых процессах механического разрушения. Несмотря на разнообразие методов определения твердости, отличающихся и по характеру процессов разрушения, относительные значения твердости одинаковых материалов, измеренные разными методами, мало отличаются одно от другого [38]. Примем в качестве исходной твердости обрабатываемых материалов по Виккерсу. В табл. 6 указана твердость ряда обрабатываемых с помощью ультразвука минералов по шкале Мооса.

Т а б л и ц а 6

Микротвердость различных обрабатываемых материалов

Материал	Твердость по Моосу	Микротвердость $H$ , кг/мм <sup>2</sup>	Материал	Твердость по Моосу	Микротвердость $H$ , кг/мм <sup>2</sup>
Флюорит	4	160	Топаз	8	1340
Стекло	5,5—6,0	530	Сапфир (корунд)	9	2100
Кварц	7	770	Алмаз	10	10000

Поскольку твердость большинства обрабатываемых материалов выше твердости металлов, глубина вдавливания частиц абразива в обрабатываемую поверхность оказывается меньше. Поэтому особое значение приобретает степень остроты зерен абразива. Введем параметр  $\chi$ , определяемый как отношение удвоенного радиуса закругления к среднему диаметру зерен  $\chi = 2\rho/\bar{r}$ . По данным работы [11] величина этого параметра почти постоянна и составляет около 0,1 при изменении среднего размера зерен от 300 до 30 мкм. Таким образом, зависимость глубины разрушения от величины действующей силы может быть записана в виде

$$h_2 = \frac{1}{a_0 H_2} (\Phi - b_0 \chi \bar{r}), \quad (12)$$

где  $a_0 = 1,7 \cdot 10^{-2}$  см;  $b_0 \chi = 7,8$  кг/см.

Рассматривая процесс внедрения зерен абразива в обрабатываемую поверхность и поверхность инструмента, мы предполагали, что частицы абразива при этом не разрушаются. В действительности же прочность зерен абразива соизмерима с твердостью обрабатываемых материалов. Увеличение силы сверх некоторого критического значения приводит к разрушению самой частицы абразива. Это означает, что максимальная величина разрушения обрабатываемого материала зависит от того значения силы, которое может выдержать, не разрушаясь, частица абразива. Изменяя прочность отдельных зерен из различных материалов, Койфман [37]

нашел зависимость, связывающую среднюю величину предельной нагрузки со средним поперечным размером зерен:

$$\Phi_{кр} [\kappa\Gamma] = 10^{-3} A_1 \bar{\zeta} [\text{мк}] + 10^{-7} A_2 \bar{\zeta}^2 [\text{мк}]. \quad (13)$$

В табл. 7 приводятся значения коэффициента прочности по данным работы [37] и твердость наиболее распространенных абразивов.

Т а б л и ц а 7

**Прочность различных абразивов**

Материал	$A_1 \cdot 10, \kappa\Gamma/\text{мм}^2$	$H_1, \kappa\Gamma/\text{мм}^2$	$(A_1/H) \cdot 10^6$	Материал	$A_1 \cdot 10, \kappa\Gamma/\text{мм}^2$	$H_1, \kappa\Gamma/\text{мм}^2$	$(A_1/H) \cdot 10^6$
Кварц	1,8	1 120	1,6	Карбид кремния	6,7	3 000	2,2
Природный корунд	3,4	2 060	1,5				
Искусственный корунд	5,6	—	—	Карбид бора	—	5 000	—
				Алмазная пыль	—	10 000	—

Как видно из таблицы, отношение  $A_1/H$  приблизительно постоянно для разных абразивных материалов. Обозначая его через  $c_0$ , можно записать выражение для предела прочности зерен абразива:

$$\Phi_{кр} = c_0 H_3 \bar{\zeta}; \quad (14)$$

здесь  $c_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$  мм;  $H_3$  — твердость абразива.

На основании проведенного анализа легко определить вид функции  $\Phi_{\zeta}(\zeta - x)$ .

Учитывая, что  $\zeta - x = h_1 + h_2$  и подставляя вместо  $h_1$  и  $h_2$  их выражения, получим

$$\Phi_{\zeta}(\zeta - x) = \begin{cases} 4H_1 \bar{\zeta}(\zeta - x) & \zeta - x < l_1 \\ \frac{4H_1 \bar{\zeta}}{1 + q_1 \bar{\zeta}} (\zeta - x - q_1 l_1) & l_1 < \zeta - x < l_2 \\ 0 & \zeta - x > l_2 \end{cases} \quad (15)$$

где

$$l_1 = \frac{b_0 \lambda}{8H_1}; \quad l_2 = \frac{1}{q_1} + \frac{q_1}{q_2} \bar{\zeta} - q_2 l_1 \bar{\zeta}; \quad q_1 = \frac{4H_1}{c_0 H_2}; \quad q_2 = \frac{4H_2}{c_0 H_3}.$$

Следует заметить, что при  $\zeta - x < l_1$  частица абразива вдавлируется только в поверхность инструмента и разрушение не наступает, при  $\zeta - x > l_2$  частица абразива разрушается.

Из указанных исследований разрушения хрупких материалов следует, что выколы имеют форму, близкую к пирамиде, с приблизительно постоянным углом при вершине, т. е. в первом приближении можно считать, что объем единичного выкола  $V_{\zeta} = k_0 h_2^3$ , где  $k \approx 30$ . В этом случае функция  $V_{\zeta}(\zeta - x)$  будет иметь вид

$$V_{\zeta}(\zeta - x) = \begin{cases} 0 & \zeta - x < l_1 \\ \frac{k_0 q_1^3 \bar{\zeta}^3}{(1 + q_1 \bar{\zeta})^3} (\zeta - x + l_1)^3 & l_1 < \zeta - x < l_2 \\ 0 & \zeta - x > l_2 \end{cases} \quad (16)$$

Подставляя конкретные выражения функций (15) и (16) в уравнения (8) и (9) и разрешая их относительно  $V$  и  $F$ , можно найти зависимость между объемом, разрушаемым за один удар, и величиной действующей силы.

### § 3. Экспериментальное исследование процесса разрушения и сопоставление с результатами расчета

Изложенная выше схема процесса разрушения при ультразвуковой обработке получила подтверждение в ряде экспериментов. Были проведены экспериментальные исследования [36, 39] разрушения поверхности зернами абразива под действием силы, приложенной к инструменту в течение длительного промежутка времени. Эксперименты проводились с абразивными порошками различной зернистости (от 160 до 12 мкм) и разной силой прижима. Как было показано [39], ширина выколов пропорциональна глубине, а разрушаемый объем пропорционален третьей степени линейных размеров.

Экспериментально измерялось число выколов, имеющих данный диаметр, и строилось распределение числа выколов по их размерам. Вид одного из них приведен на рис. 15, остальные имеют аналогичный характер. Найденное распределение хорошо совпадает с расчетным (на графике изображено пунктиром). Действительно, при данной силе  $F$ , т. е. при заданной глубине внедрения инструмента, распределение выколов по глубине или ширине должно совпадать с распределением абразива, если  $h_{\xi} = \zeta - x$  считать случайной величиной. При этом функция распределения выколов данного размера  $n_j$  с точностью до постоянного множителя равна

$$n_j \sim (b_m - b_j)^3, \quad (17)$$

где  $b_m$  — максимальная ширина выколов.

На основе полученных в работе [36] экспериментальных данных можно построить зависимость величины разрушаемого объема на одну частицу от силы, приходящейся на одну частицу (рис. 16). Показана также расчетная кривая, вычисленная по методике, описанной в § 2. Как видно из рисунка, результаты эксперимента согласуются с теоретически найденной зависимостью, которая может быть аппроксимирована степенной функцией  $V \sim F^n$ . Сопоставление экспериментальных результатов [39] и теоретических расчетов для абразивных порошков разной зернистости показывает, что данные хорошо согласуются с расчетными, а найденная аппроксимация справедлива и в этом случае. С уменьшением зернистости абразива уменьшается наклон прямых в логарифмической системе координат, что соответствует понижению показателя степени  $n$ . Так, для абразива со средним размером зерен 17 мкм величина разрушаемого объема почти пропорциональна величине действующей силы. Таким образом, рассчитанная по формулам (8) и (9) зависимость разрушаемого объема от силы, действующей на абразив, имеет вид

$$V = c \left( \frac{F}{N} \right)^n, \quad (18)$$

где величина коэффициентов  $c$  и  $n$  определяется механическими свойствами обрабатываемого материала, абразива и материала инструмента. Зависимость указанных коэффициентов от среднего размера зерен при обработке стекла абразивом карбида бора показаны на рис. 17. Из рисунка ясно, что при среднем размере зерен около 100 мкм показатель степени имеет максимум, величина которого близка к 3. Характер изменения коэффициента пропорциональности соответствует зависимости скорости обработки от размера зерен. В описанных экспериментах к инструменту прикладывалась

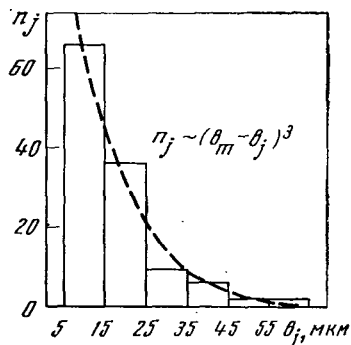


Рис. 15. Распределение выколов в стекле [39]

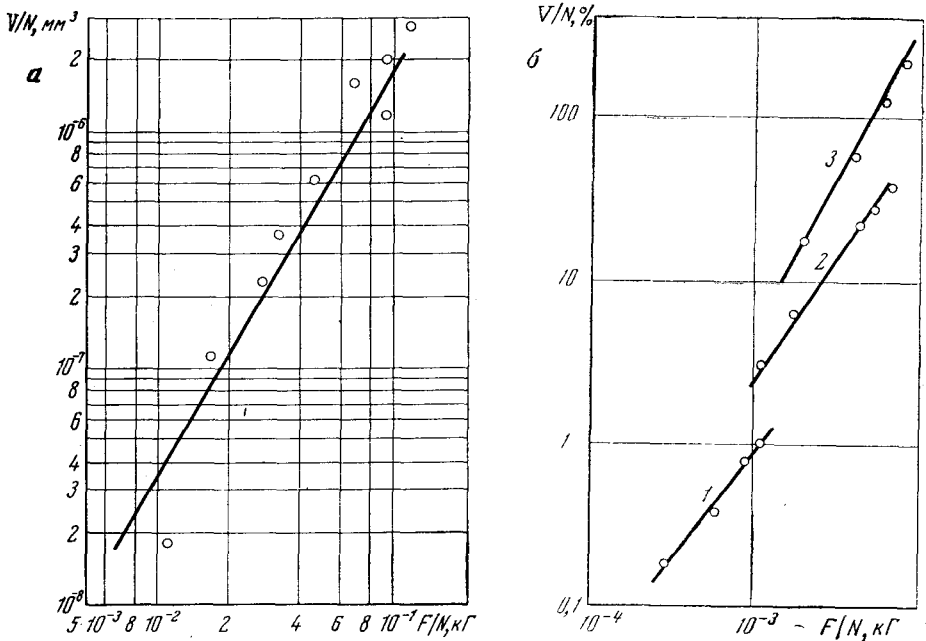


Рис. 16. Зависимость объема материала, разрушаемого за один цикл, от действующей силы для абразивов различной зернистости

а — по данным работы [35]; б — по данным работы [40]. 1 —  $\zeta = 17 \text{ мкм}$ ; 2 —  $\zeta = 34 \text{ мкм}$ ; 3 —  $\zeta = 48 \text{ мкм}$

практически постоянная сила, тогда как при ультразвуковой обработке материал разрушается в результате кратковременных ударов. Как уже указывалось, процесс разрушения не должен зависеть от скорости приложения силы; это подтверждается и экспериментами на модели [40]. Найденная авторами работы [40] зависимость разрушаемого объема от силы при ударе  $v \sim F^{2,5}$  хорошо согласуется с результатами расчета.

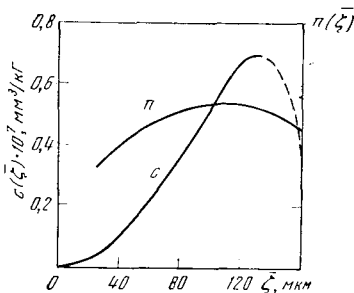
Аналогичные результаты были получены непосредственно в процессе ультразвуковой обработки [36]. Исследование характера образования выколов проводилось с применением микрокиносъемки. При съемках удалось наблюдать результаты отдельных актов разрушения материала. Каждый из выколов появляется практически мгновенно, т. е. за время, меньшее, чем интервал между кадрами при любой скорости съемки. Образование выколов имеет статистический, случайный характер.

Общий съем материала складывается в основном из большого количества независимо появляющихся выколов. Размеры большинства выколов невелики, а глубина составляет примерно 0,1 от ширины. Аналогичные результаты получены и в работе [39] путем измерения профиля отдельных выколов.

Подробный статистический анализ распределения интервалов времени между двумя последовательными выколами [17] показал, что соответствующая зависимость подчиняется закону Пуассона  $N_\tau = \bar{N} \exp(-\bar{N}\tau)$ , где  $\tau$  — интервал времени между двумя выколами. Как известно, такое распределение характерно для случайных отрезков времени между последовательными наступлениями редких событий. Параметр  $\bar{N}$  соответствует среднему числу выколов в единицу времени  $\bar{N} = 1/\tau$ . Проведенные вычисления показали, что увеличение силы прижима приводит к монотонному возрастанию числа выколов в единицу времени.

Зная отношение длины реза к ширине наблюдаемого участка, легко определить, что вероятность выкола за период на одну частицу абразива

Рис. 17. Зависимость коэффициента  $C$  и показателя степени  $n$  от среднего размера зерен абразива



при данной конфигурации обрабатываемого отверстия находится в пределах от 0,01 до 0,001. Другими словами, число выколов составляет менее 1% от общего числа частиц.

Полученные выводы подтверждаются рядом других работ. Так, в работе [39] отмечается, что среднее углубление, рассчитанное на один цикл, значительно меньше глубины отдельных выколов, тогда как проведенные измерения профиля поверхности, полученной в результате ультразвуковой обработки, показали, что  $H_{\text{ср}}$  поверхности близка по порядку величины глубине отдельных выколов.

Как было показано, теоретическое распределение выколов должно соответствовать зависимости (17). Проведя статистическую обработку результатов эксперимента при разной величине силы прижима, мы нашли фактическое распределение выколов по глубине, которое показано на рис. 18, а. Полученное распределение выколов по глубине, как и при вдавливании, совпадает с теоретическим, изображенным пунктиром. С увеличением силы прижима глубина выколов возрастает (рис. 18, б), так как это связано с одновременным повышением мгновенной силы, действующей при соприкосновении инструмента с абразивом.

Таким образом, предложенная методика расчета получила подтверждение непосредственно для процесса ультразвуковой обработки. Как вытекает из расчетов, скорость обработки есть степенная функция максимального значения силы, развивающейся при соприкосновении. Если обозначить через  $N_0$  число частиц на  $1 \text{ см}^2$  поверхности, то полное число частиц равно  $N_0 S$ , где  $S$  — площадь обработки.

Предполагая, что распределение абразива и его концентрация не изменяются за длительный промежуток времени, производительность ультразвуковой обработки (объем материала, разрушаемый в единицу времени) равна произведению объема, разрушаемого за один удар, на частоту колебаний  $f$ . Обозначая максимум напряжений при ударе через  $\sigma_m = F_m/S$ , получаем следующую связь скорости обработки с величиной действующих напряжений, поверхностной концентрацией частиц в рабочем зазоре и их размером:

$$v = \frac{P}{S} = QC(\xi) \left( \frac{\sigma_m}{N_0} \right)^n N_0 f. \quad (19)$$

Из формулы (19) видно, что скорость ультразвуковой обработки зависит от поверхностной концентрации абразива в рабочем зазоре  $N_0$ . Если объемная концентрация абразива в рабочем зазоре и на поверхности одинакова, то концентрация абразива в рабочем зазоре оказывается пропорциональной объемной концентрации абразива в суспензии, подаваемой к месту реза. Но такое предположение, вообще говоря, нельзя считать верным, ибо число частиц в рабочем зазоре определяется еще рядом параметров, в частности, глубиной обработки.

Полученное нами основное уравнение позволяет вычислить скорость обработки, если известны параметры распределения абразива, твердость инструмента, обрабатываемого материала и абразива, а также максимум

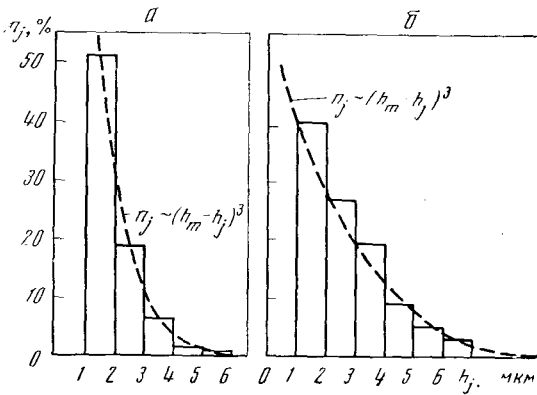


Рис. 18. Распределение относительного числа выколов в зависимости от глубины в процессе обработки при силе прижима

а —  $F_{пр} = 0,26 \text{ кг}$ ; б —  $F_{пр} = 0,41 \text{ кг}$

силы, возникающей в момент удара торца колеблющегося инструмента по частицам абразива. Эту силу нельзя считать заданной, так как она является функцией амплитуды колебаний, давления прижима и механических свойств системы инструмент—абразив—обрабатываемая поверхность. Исследованию зависимости максимума напряжений при ударе от основных параметров ультразвуковой обработки посвящена следующая глава.

### Глава 3

## СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ РЕЗАНИИ

### § 1. Принципы действия и роль колебательной системы

Как указывалось ранее, характер напряжений на границе между торцом инструмента и суспензией абразива зависит от упругих свойств нагрузки (суспензии абразива и обрабатываемой поверхности), от подводимой к преобразователю мощности и силы прижима. Покажем это на следующем простом примере (рис. 19). Предположим, что конец инструмента колеблется по закону  $\xi(t) = \xi_m \sin \omega t$ , где  $\xi_m$  — амплитуда, а  $\omega$  — частота колебаний. Допустим, что в некоторый момент времени  $t_1$  конец инструмента касается пружины жесткостью  $k$ , прикрепленной к достаточно большой массе. Предположим также, что реакция пружины не изменяет движение конца инструмента. В этом случае сила, действующая на торец, будет иметь характер импульсов периодически повторяющихся с частотой  $\omega$ :

$$F(t) = k\xi_m (\sin \omega t - \sin \omega t_1) \quad \left( t_1 < t < \frac{2\pi}{\omega} - t_1 \right).$$

Предположим для простоты, что средняя скорость перемещения за период колебаний инструмента равна нулю. Тогда постоянная сила прижима  $F_{пр}$ , действующая на тело, должна быть равна средней за период силе

$$F_{пр} = \frac{2\pi}{\omega} \int_{t_1}^{\frac{\pi}{\omega} - t_1} F(t) dt. \quad (20)$$

Анализ указанных выражений показывает, что вместо постоянно приложенной силы  $F_{np}$  в отдельные короткие промежутки времени появляется мгновенная сила, в несколько раз превышающая ее. С ростом силы прижима или амплитуды колебаний максимум сил при ударе увеличивается. Но если этот максимум неограниченно возрастает с увеличением амплитуды колебаний, то при изменении давления прижима существует предел, зависящий от амплитуды колебаний.

Основное назначение акустической колебательной системы — приведение торца инструмента в колебательное движение. Амплитуда механических колебаний, получаемая обычно на торце преобразователя, оказывается недостаточной для осуществления эффективного резания. Поэтому к торцу преобразователя присоединяется концентратор, нижний конец которого обычно служит инструментом. Форма концентратора подбирается таким образом, чтобы на нижнем конце амплитуда колебаний была больше. Преобразователь, концентратор и инструмент образуют колебательную систему. С целью увеличения амплитуды колебаний эта система делается резонансной, т. е. длина ее составляет целое число полуволн на заданной частоте. Система крепления является необходимым элементом любой колебательной системы станка. С помощью этих элементов осуществляется крепление системы без потерь колебательной энергии на рассеивание в корпусе станка.

При заданной электрической мощности, подводимой к преобразователю, амплитуда колебаний в рассматриваемой системе зависит от потерь на необратимое поглощение энергии в отдельных ее элементах и потерь энергии, связанных с самим процессом обработки. Первая часть характеризуется сопротивлением потерь  $R_n$ , вторая — сопротивлением нагрузки —  $R_n$ .

Как показали эксперименты, проведенные в Акустическом институте АН СССР на станке мод. 4770, к. п. д. станка не превышает 3—5%. Другими словами, сопротивление потерь много больше сопротивления нагрузки,  $R_n \gg R_n$ . Это означает, что колебательную систему можно рассчитывать, пренебрегая влиянием нагрузки или вводя малый постоянный параметр. Источник механической колебательной энергии должен быть спроектирован так, чтобы обеспечить минимум собственных потерь в колебательной системе. Опыт показывает, что правильный расчет и изготовление отдельных узлов и их соединение в значительной мере определяют качество работы станка в целом. Методика расчета колебательной системы в линейном приближении достаточно полно изложена в работах [11, 17, 41]. Однако по мере совершенствования процесса ультразвуковой обработки и конструкции станков (уменьшение потерь в отдельных его узлах) соотношение  $R_n$  и  $R_n$  изменится.

Как следует из анализа причин возникновения ударных напряжений при обработке, нагрузка на колебательную систему не остается постоянной

Рис. 19. Схема возникновения ударных напряжений

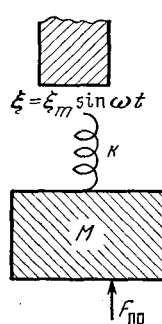
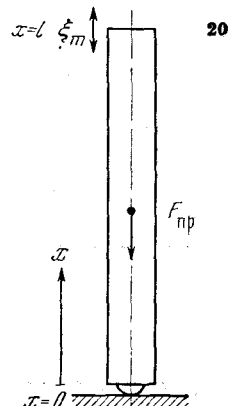


Рис. 20. Принципиальная схема колебательной системы



в течение одного периода. Если при малом сопротивлении нагрузки возможна его аппроксимация средним постоянным значением, то при соизмеримых величинах  $R_{II}$  и  $R_{II}$  расчет в предположении постоянной нагрузки окажется неверен.

## § 2. Характер колебаний акустической системы ультразвукового станка

Механическая колебательная система ультразвукового станка представляет собой неоднородный стержень, состоящий из ряда полуволновых элементов (преобразователь, волновод, концентратор), в котором возбуждаются вынужденные колебания частотой  $\omega$ . Решение этой задачи затрудняется тем, что нагрузка на инструмент описывается неизвестной кусочно-заданной функцией. Часть периода инструмент не касается зерен абразива, и сила, действующая на торец инструмента, равна нулю. В течение другой части периода соприкосновение торца инструмента с зернами абразива приводит к значительным местным деформациям, точного расчета которых еще нет.

Теоретическое исследование характера колебаний акустической системы в процессе ультразвуковой обработки проведено в ряде работ [42—44]. В основу этих расчетов положены различные предположения о характере реакции нагрузки при соприкосновении с инструментом.

В работе [42] рассмотрены колебания однородного стержня, один конец которого прижат к поверхности с силой  $F_{np}$ , а другой свободен (рис. 20). Предполагается, что стержень постоянного сечения совершает гармонические продольные колебания вплоть до момента соприкосновения с обрабатываемой поверхностью. Предполагалось также, что система абразив—обрабатываемая поверхность соответствует абсолютно жесткой поверхности. Решение этой задачи позволяет найти распределение смещений, скоростей и напряжений вдоль стержня. В частности, было найдено аналитическое выражение величины напряжений на конце стержня в любой момент времени, из которого можно получить зависимость максимума напряжений в процессе обработки от амплитуды колебаний и силы прижима  $\sigma_m = \kappa (\xi_m F_{np})^{1/2}$ , где  $\kappa = (4\pi E \omega / S c)^{1/2}$  — некоторая константа, зависящая от частоты колебаний и физических свойств стержня. Полученные результаты противоречат данным эксперимента [26]; величина расчетных напряжений на порядок превышает реальные значения. Так, при амплитуде колебаний  $\xi_m = 15$  мкм и давлении прижима  $P_{np} = 2,5$  кг/см<sup>2</sup> максимум напряжений при ударе составляет  $\sigma_m = 150$  кг/см<sup>2</sup>. Однако из анализа результатов, приведенных в предыдущей главе, следует, что реальной величине скорости ультразвуковой обработки соответствует максимум напряжений не выше 20 кг/см<sup>2</sup>. В ряде экспериментальных исследований [18, 28, 45] показано, что величина напряжений при ударе меньше вычисленной; она примерно в 5 раз превышает величину давления прижима. В частности, на основании экспериментов, изложенных в работе [18], можно показать, что при  $P_{np} = 2,5$  кг/см<sup>2</sup> максимум напряжений составляет  $\sigma_m = 15$  кг/см<sup>2</sup>, что значительно меньше расчетной величины напряжений.

В качестве последующего приближения в работах [43, 44] рассмотрены колебания стержня в предположении, что напряжение на конце стержня при контакте его с поверхностью является известной функцией деформации и может быть задано в виде

$$S\sigma(t) = \Phi(y), \quad (21)$$

где  $y$  — смещение конца стержня относительно поверхности;  $S$  — площадь поперечного сечения. При возбуждении колебаний от внешнего источника



стационарный режим может быть получен при условии учета потерь энергии на внутреннее трение. Уравнение движения в этом случае имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + E' \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial t} + f(x, t), \quad (22)$$

где  $\xi$  — продольное смещение;  $E$  — модуль Юнга;  $E'$  — коэффициент вязкости;  $f(x, t)$  — плотность внешних сил. На верхнем, свободном конце стержня напряжения все время равны нулю, т. е.

$$\frac{\partial \xi}{\partial x}(l, t) = 0. \quad (23)$$

Для удобства расчетов можно предположить, что нижний конец стержня соприкасается с поверхностью при отклонении от положения равновесия на величину  $\xi_0$ , которая, вообще говоря, является функцией  $F_{np}$ . В этом случае при меньшем отклонении ( $\xi < \xi_0$ ) напряжения на конце равны нулю; при большем отклонении напряжения на нижнем конце стержня определяются формулой (21), где  $y = \xi - \xi_0$ . Конкретный вид функции  $\Phi(y)$  может быть записан для упругого взаимодействия любого характера. В частности, для линейной нагрузки она задается уравнением  $\Phi(y) = ay$ .

Величина  $\xi_0$  в действительности не задана, а связана с величиной силы прижима. Эта связь соответствует простому физическому предположению, что средняя сила, действующая на нижний конец стержня, равна постоянной силе, прижимающей стержень к поверхности:

$$F_{np} = \frac{\omega S}{2\pi} \int_0^{\frac{\omega}{2\pi}} E_1 \frac{\partial \xi}{\partial x}(0, t) dt. \quad (24)$$

В работах [42—44] сделан ряд упрощающих предположений и мы считаем необходимым остановиться более подробно на каждом из них.

Будем считать, что два последних члена в уравнении (22) отсутствуют. Это соответствует предположению, что энергия потерь компенсируется энергией, поступающей от источника. В этом случае уравнение (22) переходит в обычное волновое уравнение:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \quad (25)$$

Так как из указанного уравнения определить амплитуду колебаний невозможно, необходимо задать ее величину или среднюю за период колебательную энергию, которые должны быть определены экспериментально.

Предполагается, что колебания имеют стационарный характер, а напряжения представляют собой периодически повторяющиеся импульсы. Период повторения их совпадает с периодом вынужденных колебаний стержня. Это предположение основано на анализе экспериментальных данных по исследованию напряжений в процессе ультразвуковой обработки. В соответствии с ним граничное условие для нижнего конца стержня можно записать для одного периода:

$$ES_1 \frac{\partial \xi}{\partial x}(0, t) = \begin{cases} \Phi(\xi - \xi_0) & t_1 \leq t \leq t_1 + \tau_0 \\ 0 & t \leq t_1 \\ & t \geq t_1 + \tau_0. \end{cases} \quad (26)$$

Здесь  $t_1$  — время, при котором торец соприкасается с поверхностью;  $\tau_0$  — длительность контакта. Величины  $\xi_0$  и  $t_1$  связаны соотношением  $\xi(0, t_1) = \xi_0$ .

В работах [42—44] пренебрегается деформацией в стержне, вызванной предыдущими ударами, и рассматривается движение стержня при касании как возмущение, которое в определенную часть периода изменяет характер колебаний стержня со свободными концами. Как известно, распределение амплитуды колебаний по всему стержню для этого случая описывается выражением

$$\xi(x, t) = \xi_m \sin \omega t \cos \frac{\pi x}{l}, \quad (27)$$

где  $\xi_m$  — амплитуда колебаний на конце стержня;  $l = \pi c / \omega$  — резонансная длина стержня.

Указанное предположение соответствует ряду экспериментальных данных. Проведенная в работе [4] запись смещения различных точек на поверхности колебательной системы как функции времени показала, что движение их близко к гармоническому, а распределение амплитуд мало отличается от аналогичного распределения при свободно колеблющемся конце. Сопоставление амплитуды напряжений в узле смещения с величиной напряжений при обработке показало [43], что эта величина составляет всего несколько процентов от максимальной. Приведенные данные подтверждают справедливость сделанного предположения.

Воспользовавшись записью решения волнового уравнения в интегральной форме (см., например, [46]), можно показать, что движение конца колеблющегося стержня описывается обыкновенным дифференциальным уравнением 1-го порядка. Это уравнение связывает производные от смещения на конце стержня и некоторые функции от начального распределения смещений и скоростей по всему стержню:

$$\frac{du}{dt} = \psi(ct) + \frac{d\varphi}{dt}(ct) - c \frac{\partial \xi}{\partial x}(0, t), \quad (28)$$

где

$$\xi(0, t) = u(t); \quad \xi(x, t_1) = \varphi(x); \quad \frac{\partial \xi}{\partial t}(x, t_1) = \psi(x).$$

Здесь  $\varphi(x)$  и  $\psi(x)$  — распределение скоростей и смещений по всей длине стержня непосредственно перед ударом. Согласно изложенному предположению, это распределение может быть найдено по формуле (27). Момент касания  $t_1$  определяется из той же формулы, если учесть, что смещение нижнего конца  $\xi(0, t_1) = \xi_0$ . Решение уравнения (28) позволяет определить форму импульса деформаций, который распространяется по стержню.

Величина  $d\xi(0, t)/dx$ , которая входит в уравнение (28), согласно граничному условию (26), может быть заменена функцией от смещения конца стержня. Учитывая, что существование отрицательных напряжений невозможно, решение уравнения (28) справедливо при условии  $d\xi(0, t)/dx \geq 0$ . Этому требованию эквивалентно неравенство  $u(t) \geq \xi_0$ . Равенство выполняется в двух случаях — в момент касания и в момент отрыва. Таким образом, для смещения конца стержня получим дифференциальное уравнение с заданным начальным условием:

$$\frac{du}{dt} = \psi(ct) + \frac{d\varphi}{dt}(ct) - \frac{c}{ES} \Phi(u - \xi_0), \quad (29)$$

$$u(t_1) = \xi_0 \quad u(t) \geq \xi_0.$$

Момент окончания удара  $\tau_0$  определяется из условия

$$u(t_1 + \tau_0) = \xi_0. \quad (30)$$

Параметр  $t_1$ , входящий в (29) и (30), функционально связан с величиной силы прижима согласно (24):

$$F_{\text{np}} = \frac{\omega S}{2\pi} \int_{t_1}^{t_1 + \tau_0} \sigma(t) dt. \quad (31)$$

Как уже указывалось, вид функции  $\Phi(y)$  может быть задан для любого характера упругой нагрузки на конце стержня. В качестве примера рассмотрим задачу об ударе с линейной нагрузкой [43]  $S\sigma(t) = \alpha(u - \xi_0)$ . Произведя замену переменных  $z = \omega t$ ,  $y = u - \xi_0$  и введя обозначения  $\text{tg } \varphi = \beta = \alpha l / ES$  и  $\theta = \pi/2 - \omega t_1$ , из (29) получаем зависимость напряжений на конце стержня от времени

$$\sigma(\tau) = \frac{\omega \xi_m}{c} E \frac{\beta}{\sqrt{1 + \beta^2}} [\cos(\omega\tau - \theta + \varphi) - e^{-\beta\omega\tau} \cos(\theta - \varphi)] \text{ при } \tau \geq \tau_0, \quad (32)$$

где  $\tau = t - t_1$  — время, отсчитываемое от начала удара, а  $\theta$  и  $\tau_0$  определяются из условий

$$\sigma(\tau_0) = 0 \quad (33)$$

и

$$F_{\text{np}} = \frac{\omega S}{2\pi} \int_0^{\tau_0} \sigma(t) dt. \quad (34)$$

Полученное решение, определяемое системой уравнений (32)–(34), позволяет определить напряжения на конце стержня в зависимости от механических свойств системы, амплитуды колебаний и силы прижима. Путем предельного перехода, полагая  $\alpha \rightarrow \infty$ , можно получить решение задачи об ударе стержня о жесткую поверхность, совпадающее с решением, приведенным в работе [42].

Как известно, производительность ультразвуковой обработки существенно зависит от максимальной величины механических напряжений в зоне контакта. Эта величина соответствует экстремальному значению функции  $\sigma(t)$ , определяемому также из указанных формул. Исключая из этой системы уравнений параметр  $\theta$ , получим зависимость максимума напряжений от амплитуды колебаний и давления прижима:

$$\sigma_m = Q(\xi_m, F_{\text{np}}). \quad (35)$$

Для двух предельных случаев  $\beta \ll 1$  и  $\beta \gg 1$  она может быть выражена аналитически. В частности,  $\sigma_m \sim (\xi_m F_{\text{np}})^{2/3}$  при  $\beta \rightarrow 0$ .

В работе [44] рассмотрены колебания стержня при нелинейной упругой нагрузке на конце, т. е. функция  $\Phi(y)$  нелинейно зависит от смещения. Конец стержня имеет сферическую поверхность, радиус кривизны которой  $R$ . Стержень прижат к плоской поверхности. Эта модель была выбрана, имея в виду возможно более полное соответствие математической модели и реальной колебательной системы. При любом контакте с поверхностью область напряжений будет иметь осевую симметрию. Другими словами, условия на границе не должны изменяться от одного удара к другому. Как известно из теории Герца (см., например [47]), сила, действующая на сферическую поверхность  $\Phi$ , и относительное ее смещение  $y$  связаны зависимостью

$$\Phi = \alpha y^{3/2}, \quad (36)$$

где  $\alpha$  — постоянная, определяемая упругими свойствами сферы и плоскости:

$$\alpha = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{R}}{1 - \mu_1^2 + \frac{1 - \mu_2^2}{E_2}}. \quad (37)$$

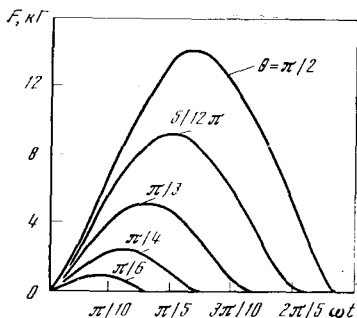


Рис. 21. Зависимость силы, действующей на конце стержня, от времени при амплитуде  $\xi_m = 15$  мк и разных углах  $\theta$

Здесь  $R$  — радиус сферической поверхности;  $E_1$  и  $E_2$  — модули Юнга; а  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — коэффициенты Пуассона.

Согласно принятым обозначениям,  $\beta = \alpha c / ES$ , где  $\alpha$  определяется по формуле (37). Параметр  $\beta$  — величина не безразмерная, что необходимо учитывать при расчетах. Это уравнение не интегрируемо в квадратурах. Численное решение его было получено на электронно-вычислительной машине для следующих конкретных условий:  $E_1 = 20\,000$  кг/мм<sup>2</sup>;  $E_2 = 6000$  кг/мм<sup>2</sup>;  $R = 5$  мм,  $S = 51$  мм<sup>2</sup>. Расчет проводился при следующих значениях амплитуды колебаний: 5,2, 10,4, 15,6, 20,8 и 26 мк. Для удобства расчетов вначале задавались определенные значения параметра  $\theta$  в интервале от 0 до  $\pi/2$ . При этих условиях была найдена численная зависимость силы, действующей на конце стержня, от времени (рис. 21). Далее, согласно формуле (31), определялась сила прижима  $F_{пр}$ , соответствующая данному  $\theta$  и  $\xi_m$ . При тех же условиях находилась величина максимума силы  $F_m$ . Исключая параметр  $\theta$ , путем соответствующего сопоставления значений  $F_{пр}$  и  $F_m$  получим интересующую нас зависимость максимума силы от силы прижима и амплитуды колебаний. Аппроксимация этой зависимости степенной функцией дает

$$F_m \cong 1,7 F_{пр} \xi_m^{1/2}, \quad (38)$$

где амплитуда колебаний  $\xi_m$  выражена в микронах, а максимум силы  $F_m$  и сила прижима  $F_{пр}$  — в килограммах.

Сопоставление показывает, что максимум напряжений в импульсе в несколько десятков раз меньше амплитуды переменных напряжений в пучности. Это подтверждает справедливость сделанного предположения о малом влиянии предыдущего удара.

Полученная теоретическая зависимость сопоставлялась с результатами эксперимента, для чего использовалась колебательная система от ультразвукового станка мод. 4770. К нижнему концу концентратора диаметром

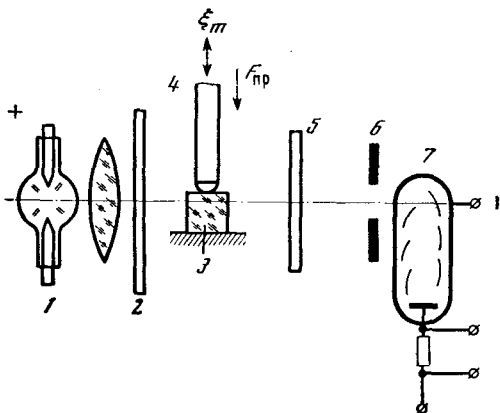


Рис. 22. Фотоупругий метод измерения мгновенных напряжений

1 — источник света; 2 — поляризатор; 3 — исследуемый образец; 4 — колебательная система с инструментом; 5 — анализатор; 6 — диаграмма; 7 — фотомножитель

8 мм был приварен стальной шарик диаметром 10 мм. Когда колебаний нет, стеклянная пластинка прижата к поверхности шарика с постоянной силой  $F_{пр}$ . В экспериментах измерялась мгновенная сила, приложенная к инструменту в области контакта, так как напряжение в фиксированной точке стеклянного образца однозначно связано с величиной силы в области контакта. Измерение напряжений проводилось по методике, описанной в работах [44, 47], основанных на том, что стекло в напряженном состоянии становится оптически анизотропным. Если поместить такую пластинку между поляроидами, то интенсивность прошедшего света будет зависеть от величины мгновенных механических напряжений в пластинке. Схема экспериментальной установки дана на рис. 22.

Пучок света от ртутной лампы с помощью конденсатора падал на поляризатор. Интенсивность света, прошедшего через поляризатор, стеклянный образец и анализатор, преобразовывалась с помощью фотоумножителя в электрическое напряжение, которое подавалось на вход осциллографа. Напряжения имели характер периодически повторяющихся импульсов. Соответствующей градуировкой была определена связь между величиной силы и отклонением луча на экране осциллографа. Пользуясь градуировочным графиком из каждой осциллограммы, можно определить величину максимума силы, соответствующую данной амплитуде колебаний и силе прижима. При этом точность измерений составляет около 5%. Полученные экспериментальные данные сопоставлялись с результатами теоретического исследования (рис. 23). Если по оси ординат отложить величину максимума, а по оси абсцисс — произведение ( $F_{пр} \xi_m^{1/2}$ ), то в этой системе координат в полном соответствии с теорией, все точки хорошо ложатся на одну прямую, которая соответствует теоретически найденной зависимости максимума силы от силы прижима и амплитуды колебаний. Как видно из графика, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории. Анализ экспериментальных данных показал, что среднее отклонение не превышает точности отдельных измерений.

Таким образом, согласие выводов теории с экспериментальными данными подтверждает основные предположения о характере колебаний в системе ультразвуковых станков, которые заключаются в том, что задание закона взаимодействия упругой нагрузкой на конце стержня полностью определяет характер изменения напряжений во времени. Движение стержня перед касанием мало отличается от режима колебаний его при свободном нижнем конце. Влияние предыдущего удара на процессе колебаний стержня не сказывается.

### § 3. Зависимость сил, возникающих при ультразвуковой обработке, от основных параметров процесса

Как было показано в предыдущем параграфе, максимум силы и зависимость его от основных параметров (амплитуды колебаний, силы прижима) определяются заданной на инструмент нагрузкой.

В работе [43] была предпринята попытка рассчитать напряжения, возникающие в процессе ультразвуковой обработки. Предположив, что деформация поверхности под действием силы, действующей на одну

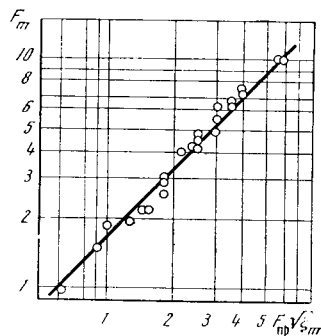


Рис. 23. Зависимость  $F_m$  от произведения  $F_{пр} \xi_m^{1/2}$ . Точками обозначены результаты отдельных измерений

частицу, определяется формулой Герца, автор вычислил зависимость смещения инструмента относительно обрабатываемой поверхности от напряжений на конце стержня

$$y = \delta \left( \frac{\sigma(t)}{N_0} \right)^{2/3}, \quad (39)$$

где  $N_0$  — концентрация абразива в рабочем зазоре на единицу площади;  $\delta$  — постоянный коэффициент, зависящий от размера зерен абразива, а также упругих свойств материала инструмента, абразива и обрабатываемой детали. Линеаризируя эту зависимость и проведя расчеты, аналогичные изложенным в § 2, можно получить

$$\sigma_m \sim \xi_m^{0,45} F_{\text{пр}}. \quad (40)$$

Однако найденная зависимость не соответствует результатам эксперимента.

В работе [49] на основе описанной методики измерения мгновенных напряжений [48] был найден вид импульсов напряжений в рабочем зазоре в процессе ультразвуковой обработки. Поскольку напряжение на выходе фотопумпного фотоумножителя не изменяется пропорционально величине механических напряжений, зависимость величины действующей силы от времени определялась пересчетом осциллограмм на основе градуировочного графика. Результаты пересчета осциллограмм представлены на рис. 24, где по оси ординат отложена величина мгновенной силы, средней по площади соприкосновения. Как видно из графика, действующие в процессе ультразвуковой обработки силы носят импульсный характер, и величина их в интервале между импульсами равна нулю. При ударе действующая сила возрастает от нуля до максимального значения, а затем снова падает до нуля, причем скорость нарастания силы несколько выше скорости убывания. Можно показать, что в соответствии с высказанным в работах [7, 42] предположением [см. формулу (24)] средняя за период сила действительно равна силе прижима; расхождение указанных величин не превышает ошибок эксперимента. Получена зависимость максимума силы от амплитуды колебаний при постоянной силе прижима и от силы прижима при постоянной амплитуде колебаний. Эти результаты приведены на рис. 25. Как видно из графиков, в первом случае в первом случае она соответствует степенной зависимости  $F_m \sim \xi_m^{2/3}$ , а во втором — функции  $F_m \sim F_{\text{пр}}^{1/3}$ .

В результате экспериментов, проведенных при различных значениях амплитуды колебаний и силы прижима с инструментами различного диаметра, была найдена эмпирическая зависимость максимума напряжений

$$\sigma_m = Q (\xi_m^2 F_{\text{пр}})^{1/3}, \quad (41)$$

где  $Q$  — некоторый коэффициент, зависящий от зернистости абразива. С увеличением среднего размера зерен его величина уменьшается.

Указанный коэффициент пропорциональности не зависит от площади инструмента. Если полученные результаты нанести на график, отложив по оси ординат максимум напряжений, а по оси абсцисс — произведение квадрата амплитуды на величину давления прижима, то в логарифмической системе координат все точки ложатся на одну прямую, причем максимальное отклонение отдельных точек не превышает ошибки эксперимента (рис. 26).

Анализ экспериментальных данных, полученных рядом авторов [18, 24, 48], подтвердил установленную эмпирическую зависимость (41). Измерения проводились при различных условиях эксперимента по отличной от описанной методике. Преобразование механических деформаций в электрические напряжения осуществлялось с помощью пьезоэлектрического датчика по схеме, изображенной на рис. 27. Пластинка

Рис. 24. Зависимость мгновенной силы, действующей на обрабатываемую деталь, от времени

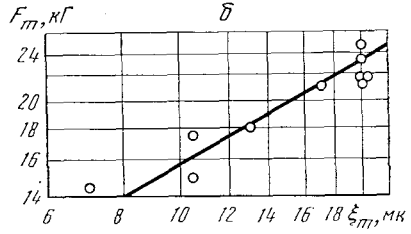
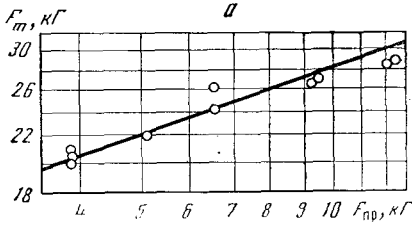
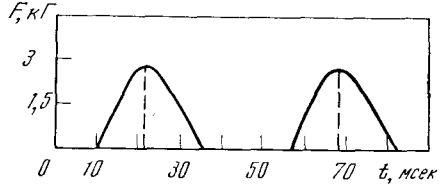


Рис. 25. Зависимость максимума напряжений от давления прижима (а) и амплитуды колебаний (б)

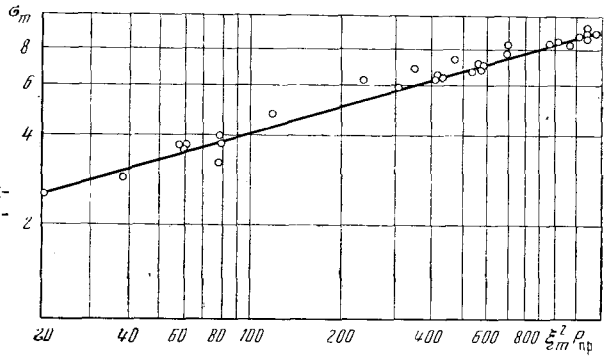
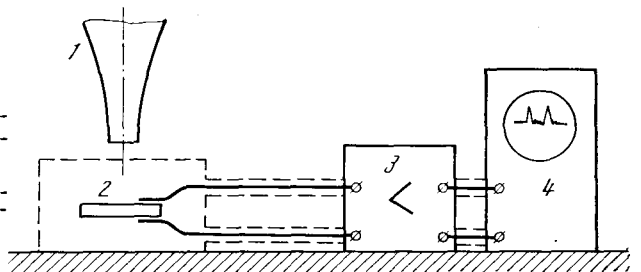


Рис. 26. Зависимость максимума напряжений от произведения  $\xi_m^2 P_{пр}$

Рис. 27. Метод измерения напряжений с помощью пьезоэлектрического датчика

1 — инструмент; 2 — пьезопластина; 3 — усилитель; 4 — осциллограф



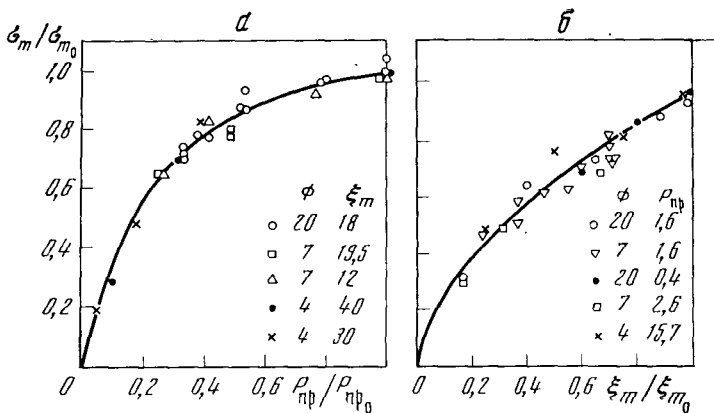


Рис. 28. Зависимость относительных напряжений от относительной величины давления прижима (а) и от амплитуды колебаний при различных условиях эксперимента (б)

а — кружками и квадратиками обозначены наши эксперименты, выполненные оптическим методом; треугольник — наши эксперименты, выполненные с пластинкой титаната бария; точка — эксперименты Бланка [18] с пластинкой титаната бария; крестик — эксперименты Нишимура и др. [24] с кварцевой пластинкой. Амплитуда колебаний — в мк, а диаметр инструмента — в мм. б — кружками и точкой обозначены результаты экспериментов, выполненных нами оптическим методом; квадратик и крестик — результаты опытов Нишимура и др. Давление прижима — в кг/см<sup>2</sup>

из кварца или титаната бария вклеивалась между верхней обрабатываемой пластинкой и нижней, служившей основанием. Разность потенциалов, возникающая на обкладках пьезоэлемента, через усилитель подавалась на вход осциллографа.

Сопоставим значения  $\sigma_m/\sigma_{m0}$  и  $\xi_m/\xi_{m0}$ , полученные при разном давлении прижима, диаметре инструмента и различной методике измерений. На рис. 28, а приведены результаты ряда авторов. Из графика видно, что все точки действительно группируются около сплошной кривой, соответствующей указанной зависимости (41), причем максимальный разброс точек не превышает 6—8%. Аналогичным образом, сопоставляя значения максимальных напряжений с величиной силы прижима (рис. 28, б), найдем, что результаты наших экспериментов и опытов Нишимура и др. [24] также соответствуют зависимости (41).

Такое совпадение результатов экспериментов дает основание считать, что установленная нами зависимость является общей закономерностью для процесса ультразвуковой обработки. Как уже отмечалось, на основе теоретического и экспериментального исследований была найдена зависимость скорости обработки от величины максимума напряжений при ультразвуковой обработке [см. формулу (19)]. При обработке стекла порошками абразива от 80 до 120 мк установлено, что скорость обработки  $v \sim \sigma_m^2$ . Учитывая зависимость максимума напряжений от амплитуды колебаний и давления прижима, приходим к соотношению, которое было уже получено эмпирически (см. стр. 17):

$$v \sim (\xi_m^2 P_{np})^{2/3}. \quad (42)$$

Из этой формулы следует, что при неизменной подводимой к станку мощности, т. е. при постоянной амплитуде колебаний, можно ожидать увеличения производительности пропорционально величине постоянной силы прижима. Другими словами, к. п. д. процесса резания должен возрастать пропорционально силе прижима.



## ВЛИЯНИЕ ДРОБЛЕНИЯ И СМЕНЫ АБРАЗИВА НА ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ОБРАБОТКИ

### § 1. Изменение концентрации абразива под инструментом

Мы показали, что скорость обработки зависит от амплитуды колебаний, давления прижима, а также от концентрации абразива и распределения частиц абразива по размерам. При постоянстве указанных параметров скорость обработки не должна изменяться по мере углубления инструмента. Однако известно, что она существенно падает с увеличением глубины отверстия. По-видимому, это объясняется изменением концентрации или размеров зерен абразива, находящихся в рабочем зазоре под инструментом. В процессе ультразвуковой обработки части зерен абразива дробятся и вместо них приходят новые. Поэтому будет изменяться не только число частиц, но и их размер.

В ряде экспериментальных работ [22, 30, 31] отмечалось, что уменьшение скорости обработки связано с уменьшением концентрации абразива под инструментом. С применением скоростной киносъемки были проведены специальные исследования изменения концентрации абразивных зерен в процессе обработки непосредственно под инструментом [17, 36]. Одновременно в некоторых экспериментах определялось изменение скорости углубления инструмента (рис. 29), которое соответствует полученной ранее зависимости (1). Было найдено, что частицы абразива беспорядочно движутся под инструментом. На движение частиц в большей степени влияют кавитационные и газовые пузырьки, которые также хаотически перемещаются в рабочем зазоре. Непрерывное движение и вращение частиц абразива благоприятствует равномерному разрушению материала в процессе ультразвуковой обработки.

Сопоставляя пленки, заснятые при различной глубине реза, можно установить характер изменения концентрации абразива при углублении инструмента. На рис. 30 приведены кадры, относящиеся к различной глубине реза. (Сплошной линией обозначена найденная ранее зависимость.) Эти данные позволяют полностью проследить изменение концентрации абразива с глубиной и влияние этого фактора на скорость обработки.

В начальный момент при малой глубине (рис. 30, *a*) процесс обработки имеет нестационарный характер, суспензия абразива беспорядочно пульсирует, частицы абразива то всасываются в зазор, то выталкиваются обратно; число частиц абразива резко изменяется от периода к периоду. В одни моменты времени суспензия заполняет целиком все пространство под инструментом, в другие остается лишь тонкий слой по краю, а средняя часть поверхности свободна от частиц абразива. При этом средняя концентрация под инструментом значительно меньше концентрации абразива в суспензии, подаваемой к месту реза. Скорость обработки при этой глубине невелика. По мере углубления инструмента число частиц абразива также возрастает, суспензия абразива начинает заполнять центральную часть обрабатываемого отверстия. Увели-

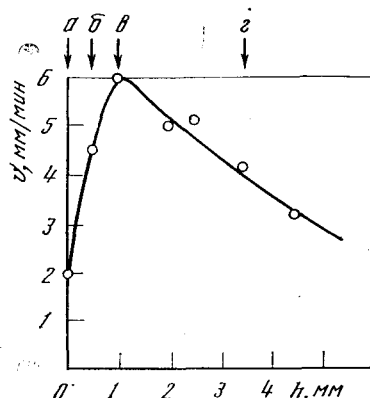
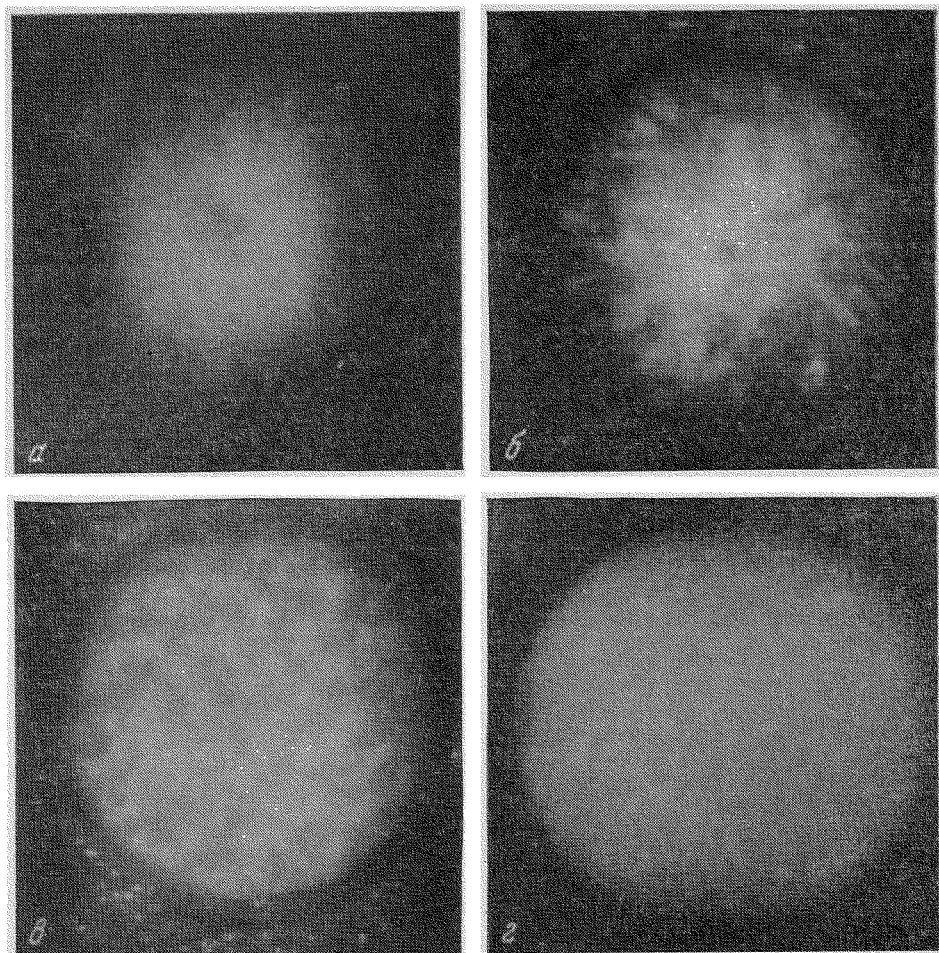


Рис. 29. Зависимость скорости обработки от глубины отверстия

Буквы *a*, *б*, *в*, *г* соответствуют киникадрам на рис. 30



**Рис. 30.** Суспензия абразива в рабочем зазоре в процессе обработки при разной глубине инструмента

*а* —  $h=0$  мм; *б* —  $h=0,5$  мм; *в* —  $h=1$  мм; *г* —  $h=3,5$  мм

чение числа частиц абразива под инструментом заметно на другом кадре (рис. 30, б), которому соответствует глубина 0,5 мм. Сопоставляя полученные данные с зависимостью скорости обработки от глубины реза, видим, что скорость обработки в этом случае также больше, чем в начальный период.

При углублении инструмента около 1 мм скорость обработки увеличивается до максимума. Одновременно суспензия абразива заполняет весь рабочий зазор между инструментом и обрабатываемой поверхностью, а частицы абразива более или менее равномерно распределяются по всему объему (рис. 30, в). При дальнейшем увеличении глубины концентрация абразива практически не изменяется.

Таким образом, наблюдаемое увеличение скорости в начальный период связано с изменением концентрации абразива при малой глубине обработки. Однако при углублении инструмента свыше 1—2 мм (рис. 30, г) изменение скорости обработки уже нельзя объяснить этим фактором. Как было замечено, с увеличением глубины происходит измельчение частиц абразива. Если при малой глубине отдельные частицы абразива

видны, то при углублении инструмента на 5 мм различить их значительно труднее. Можно предположить, что уменьшение скорости обработки с глубиной связано с дроблением зерен.

## § 2. Влияние дробления зерен абразива на уменьшение скорости ультразвуковой обработки

В практике известно, что по мере увеличения продолжительности работы суспензии скорость ультразвуковой обработки уменьшается. Некоторые пытались произвести оценку износа суспензии абразива в процессе обработки и влияние его на скорость обработки [51—53]. Так, сравнение микрофотографий, соответствующих разной длительности работы — от нескольких секунд до 9 час, в работах [52, 53] показало, что зерна абразива с течением времени непрерывно измельчаются. При этом было установлено, что количество мелких частиц увеличивается быстрее, чем частиц средних размеров. Время, в течение которого абразив теряет свои режущие свойства, по данным работы [51] составляет 5—10 сек. В работе [53] производительность обработки сопоставлялась со степенью разрушения зерен абразива, которая определялась периодическим фотографированием суспензии абразива. В результате было показано, что причина уменьшения производительности кроется в измельчении абразива; установлена корреляция между средним размером зерен абразива и производительностью обработки.

Однако указанные эксперименты дают лишь общее представление о влиянии дробления абразива на изменение скорости обработки, поскольку анализ производился путем выборки частиц из общей массы суспензии. В этом случае частицы абразива, измельченные в рабочем зазоре, смешивались с остальными, так как число зерен, находящихся в рабочем зазоре, много меньше общего количества частиц в суспензии. Полученные результаты дают сильно заниженную скорость дробления. Специально поставленные эксперименты [54] подтвердили, что значительное уменьшение скорости обработки при углублении инструмента вызвано измельчением абразива в рабочем зазоре. Суспензию абразива, находящуюся в рабочем зазоре, по достижении определенной глубины отверстия, извлекали из зазора и фотографировали. Из полученных микрофотографий определялось распределение частиц абразива по размерам, соответствующее определенной глубине отверстия. На рис. 31 в качестве примера приведено исходное распределение зерен абразива на глубине 1 и 2 мм при постоянной силе прижима и амплитуде колебаний. Сравнивая распределение абразива в рабочем зазоре с исходным распределением, следует отметить, что максимальный размер крупных зерен абразива при работе уменьшается, а число мелких частиц возрастает. Таким образом, распределение становится несимметричным относительно максимума.

Относительное увеличение числа мелких частиц в распределении объясняется появлением большого количества мелких частиц при дроблении крупных зерен.

Уже из предварительного рассмотрения ясно, что характер распределения частиц абразива при работе существенно отличается от распределения исходного абразива. Симметрия кривой нарушается, тогда как распределение исходного абразивного порошка симметрично. В результате проведенной статистической обработки данных было установлено, что распределение имеет все четыре момента, не равные нулю, а величина их изменяется при изменении одного из параметров обработки, например, давления прижима или глубины обработки.

Как известно, распределение исходного абразива описывается однопараметрической кривой вида (5), причем для порошка любой зернистости

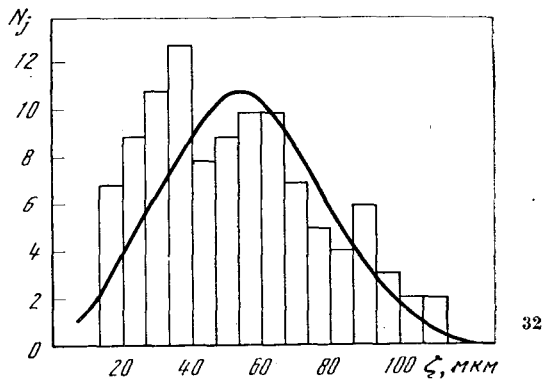
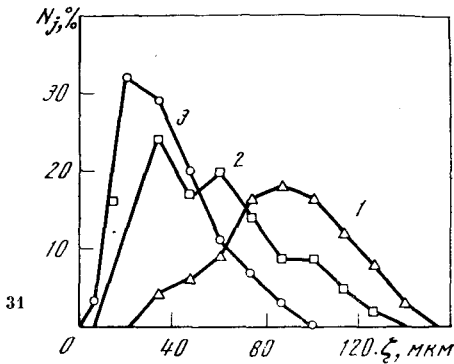


Рис. 31. Гистограммы распределения абразива при разной глубине обработки  
1 — исходное распределение; 2 — распределение на глубине 1 мм; 3 — распределение на глубине 2 мм

Рис. 32. Гистограммы распределения абразива при глубине обработки 2 мм  
Кривая соответствует распределению вида (5) при  $\sigma = 20$  мк

средний размер равен утроенному основному отклонению. В качестве первого приближения в работе [54] была сделана попытка описать распределение рабочих частиц в суспензии абразива при помощи однопараметрической кривой. Оказалось, что частота появления частиц размером больше среднего соответствует распределению вида (5), в котором в качестве параметра взято основное отклонение (рис. 32). Несоответствие частоты появления частиц, размер которых меньше среднего, результатам вычислений по найденному распределению не имеет значения, так как частицы малых размеров заведомо не участвуют в процессе разрушения. Таким образом, с точки зрения процесса разрушения при ультразвуковой обработке распределение частиц абразива по размерам в рабочем зазоре описывается однопараметрической кривой, и характеризуется величиной основного отклонения.

В гл. 2 было показано, что скорость обработки можно представить в виде степенной функции от среднего размера зерен (или основного откло-

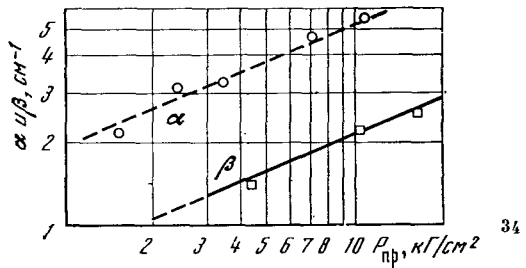
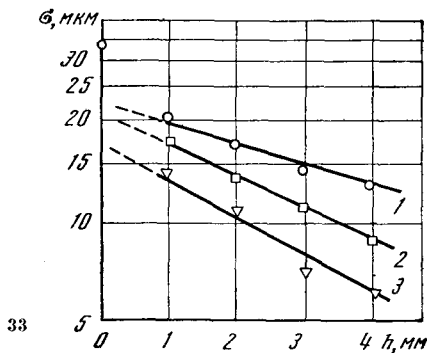


Рис. 33. Зависимость среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  от глубины обработки при разном давлении прижима

1 —  $P_{np} = 4,5$  кг/см<sup>2</sup>; 2 —  $P_{np} = 10,6$  кг/см<sup>2</sup>; 3 —  $P_{np} = 16,0$  кг/см<sup>2</sup>

Рис. 34. Зависимость величины  $\alpha$  в уравнении (1) и величины  $\beta$  в уравнении (43) от давления прижима

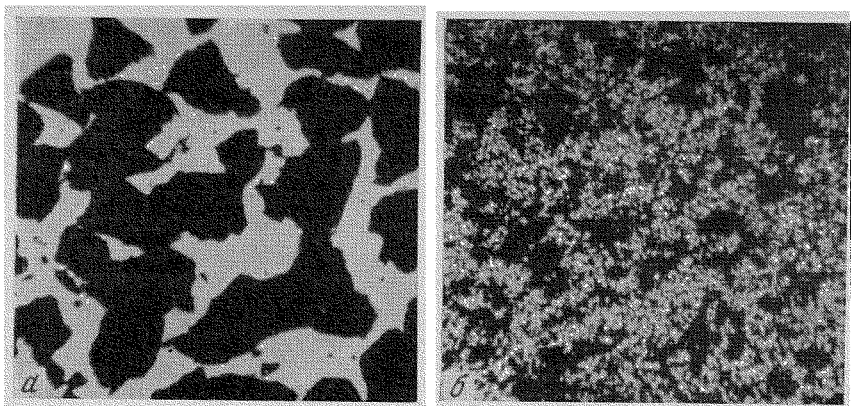


Рис. 35. Микрофотографии абразива до обработки (а) и спустя 0,5 сек (б)

нения). Если считать, что уменьшение скорости обработки с глубиной происходит только вследствие изменения размеров зерен абразива, т. е. изменения параметров распределения, то экспоненциальному уменьшению скорости обработки при углублении инструмента [см. формулу (1)] должна соответствовать экспоненциальная зависимость основного отклонения от глубины. Действительно, зависимость его от глубины в полулогарифмических координатах ( $\lg \sigma, h$ ) оказывается линейной при постоянном давлении прижима (рис. 33), что соответствует виду

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\beta h). \quad (43)$$

Из рис. 33 видно, что величина  $\beta$  зависит от параметров обработки, в частности, от давления прижима. Чем больше давление прижима, тем выше абсолютная величина  $\beta$  и тем значительнее изменение основного отклонения с глубиной.

Как отмечалось в гл. 1, изменение скорости обработки с глубиной характеризуется величиной  $\alpha$  [см. формулу (1)]. Если сопоставить зависимость величин  $\beta$  и  $\alpha$  от давления прижима (рис. 34), то оказывается, что они одинаковым образом зависят от давления прижима, а отношение  $\alpha/\beta$ , которое в этой системе координат соответствует разности  $\lg \alpha - \lg \beta$ , одинаково. Таким образом, наблюдаемое экспоненциальное уменьшение скорости обработки при углублении инструмента связано с измельчением абразива. Влияние дробления абразива на уменьшение скорости обработки весьма наглядно было показано описанными ниже экспериментами [36].

Определенное количество суспензии помещалось на дно предварительно сделанного отверстия, после чего процесс обработки продолжался без доступа новых порций абразива. Спустя некоторое время после начала эксперимента, суспензию извлекали из углубления и фотографировали под микроскопом. Одновременно процесс углубления инструмента фиксировался на кинолентку. Сравнение микрофотографии абразива, полученной через 0,5—0,6 сек, с микрофотографиями абразива до обработки (рис. 35), показало, что за это время размеры частиц абрази-

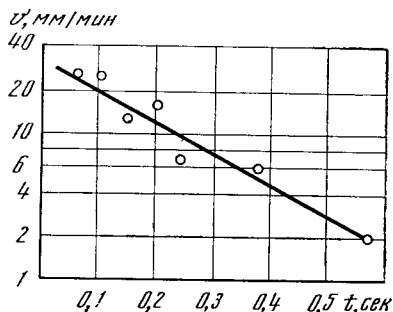


Рис. 36. Изменение глубины скорости обработки с течением времени

ва уменьшаются в несколько раз. Скорость обработки падает практически за этот же промежуток времени до нуля (рис. 36).

Если смены абразива не производится, частицы абразива моментально дробятся и процесс обработки прекращается. За время 0,6 сек скорость обработки хотя и уменьшается, но не столь значительно. Если в указанных экспериментах без доступа свежего абразива скорость уменьшается в 40—60 раз, то при подаче суспензии абразива на поверхность обрабатываемого изделия изменение скорости за то же время не превышает 4—5%.

Сравнительно медленное уменьшение скорости обработки в реальных условиях объясняется тем, что при подаче свежей суспензии абразива к месту реза часть зерен абразива в рабочем зазоре естественным путем заменяется свежими, приходящими извне.

### § 3. Экспериментальное исследование характера движения суспензии абразива

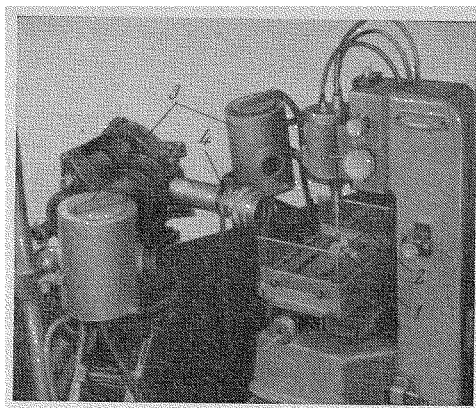
Распределение абразива зависит от скорости его разрушения и замены разрушенных частиц новыми, подаваемыми с суспензией к поверхности реза. Эта замена обеспечивается перемещением частиц абразива в боковом зазоре между инструментом и обрабатываемой деталью. Выбор жидкости существенно влияет на скорость обработки. Так, экспериментально [21] установлено, что скорость обработки с применением более вязких жидкостей быстрее убывает по мере углубления отверстия, т. е. уменьшение скорости частиц приводит к замедлению обработки.

О механизме подачи частиц абразива с поверхности в рабочий зазор имелся ряд гипотез. Первая [55] предполагала, что суспензия абразива совершает колебательное движение в такт с движением торца инструмента. По мнению других авторов, движение частиц абразива может быть вызвано увеличением их стационарными потоками жидкости [25]. Указывалось также, что на характер движения абразива влияют микропотоки, возникающие вблизи неоднородно колеблющегося тела [56].

Учитывая, что характер движения суспензии абразива имеет большое значение, экспериментально исследовался механизм доставки абразива в рабочий зазор [57]. Фотография применявшейся для этого экспериментальной установки показана на рис. 37. Частицы абразива, движущиеся в боковом зазоре, наблюдались через толщу стеклянного образца на фоне боковой поверхности инструмента. Кинокамера была расположена так, что ось съемки проходила перпендикулярно передней грани образца и плоскости инструмента. Съемку производили с помощью различных кинокамер со скоростью от 5000 до 24 кадров в секунду. Чтобы частицы были видны при любой ориентации их граней, в качестве источника света использовались ртутные лампы СВДШ-250. Свет от ламп фокусировался в плоскости бокового зазора. Эксперименты проводились на ультразвуковом станке мод. 4770 при различной амплитуде колебаний и давлении прижима. Оказалось, что ни один из предполагаемых механизмов смены абразива существенной роли не играет. Только в непосредственной близости от поверхности наблюдался поток суспензии абразива, направление и величина которого определялись подачей суспензии к месту реза. Однако глубина проникновения такого потока не превышает нескольких десятых долей миллиметра, и отсутствие его на изменении скорости обработки практически не сказывается. Стационарное колебательное движение частиц абразива наблюдалось в ряде случаев при малой глубине обработки и соответствует начальной стадии процесса. На этой стадии частицы абразива в суспензии то выталкиваются из-под инструмента, то втягиваются обратно. Однако при углублении инструмента более чем на 0,5—1,5 мм этого движения абразива не наблюдалось.

Рис. 37. Экспериментальная установка для исследования движения абразива в боковом зазоре

1 — ультразвуковой станок; 2 — стеклянный образец; 3 — кинокамера; 4 — осветители



В реальных условиях обработки (при углублении инструмента более чем на 2 мм) абсолютное большинство частиц абразива в боковом зазоре движется только хаотически, причем мгновенная скорость движения частиц составляет несколько метров в секунду. Процесс этот во многом напоминает диффузию газа. Вследствие того, что частицы абразива часто изменяют направление своего движения, средняя скорость их направленного движения за длительный промежуток времени значительно меньше мгновенной скорости. Хаотическое движение абразива в боковом зазоре основную роль играет при смене абразива. Объясняется оно не столкновением отдельных частиц абразива друг с другом, которое наблюдается сравнительно редко, а характером движения самой жидкости. С увеличением амплитуды колебаний скорость движения частиц абразива возрастает.

На скорость движения частиц абразива влияет также движение пузырьков газа, образовавшихся в результате кавитации жидкости под инструментом. Эти пузырьки, наблюдаемые в боковом зазоре, также движутся хаотически, но скорость их в несколько раз выше, чем скорость частиц абразива. При движении пузырьки увлекают за собой некоторые частицы, вокруг пузырьков образуется «сгусток» частиц, который перемещается вместе с пузырьком в боковом зазоре и иногда попадает под торец инструмента. Установлено, что это влечет за собой некоторое увеличение средней скорости движения частиц абразива. Следует также отметить, что интенсивно пульсирующие пузырьки расталкивают отдельные частицы абразива, способствуя его перемешиванию.

#### § 4. Механизм смены абразива в рабочем зазоре

Как показали описанные выше эксперименты, мгновенная скорость движения частиц абразива составляет несколько метров в секунду. При такой скорости движения частицы не могут за один период попасть с поверхности в рабочий зазор: их движение происходит в результате обтекания их жидкостью на протяжении многих периодов. Скорость движения частиц абразива зависит от скорости втекания и вытекания жидкости. В работах [55, 58] были проведены расчеты, позволившие оценить объем пульсирующей в рабочем зазоре жидкости. В основе этих расчетов лежит следующая гипотеза. В процессе колебаний инструмента объем рабочего зазора периодически то увеличивается, то уменьшается. При отходе инструмента от обрабатываемой поверхности в рабочем зазоре, вследствие сцепления жидкости с поверхностью инструмента, возникает растяжение жидкости. Эти силы, а также силы внешнего атмосферного давления вызывают поступление жидкости из бокового зазора под инструмент, причем, если

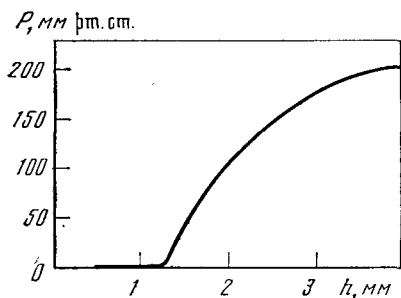


Рис. 38. Зависимость разрежения от глубины отверстия

предположение не соответствует действительности, и в последующих расчетах это было учтено. В работе [58] предполагалось уменьшение давления в жидкости под инструментом по мере приближения к границе разрыва между жидкостью и вакуумной полостью. Полагая, что существующий перепад давления вызывает течение жидкости только в горизонтальной плоскости, эти авторы решили уравнение движения жидкости для любого сечения по высоте. В результате дальнейших математических расчетов они произвели оценку величины всего объема жидкости, поступившей под инструмент, и нашли

$$q \sim \frac{\xi_m \cdot r}{f} \sqrt{\frac{P_0}{\rho}},$$

где (кроме ранее использованных обозначений)  $r$  — радиус инструмента;  $\rho$  — плотность жидкости;  $P_0$  — атмосферное давление.

Таким образом, жидкость, находящаяся в боковом зазоре, совершает колебательное движение. Скорость этого движения зависит от амплитуды колебаний, величины внешнего атмосферного давления, вязкости и кавитационной прочности жидкости, а также от глубины обработки. По мере углубления инструмента среднее разрежение в рабочем зазоре увеличивается от нуля до некоторого значения [26]. Отсутствие разрежения в начале процесса свидетельствует о заполнении рабочего зазора суспензией. Как было установлено в работе [19], при некоторой глубине обработки разрежение достигает постоянного значения (рис. 38). Абсолютная величина предельного разрежения зависит от амплитуды колебаний, но всегда меньше атмосферного давления. При углублении отверстия, по-видимому, возрастает инерционное сопротивление жидкости в боковом зазоре, вследствие чего заполнение объема уменьшается, а разрежение увеличивается.

Как известно, на тело, находящееся в потоке жидкости, действует сила, величина и направление которой зависят от ориентации тела и скорости потока. Поскольку частицы абразива имеют неправильную форму, а их ориентация относительно потока беспорядочно изменяется, то в каждый полупериод на отдельную частицу абразива действует сила случайной величины и направления. Этим и объясняется хаотическое движение частиц абразива, наблюдаемое в боковом зазоре.

В развитие указанной гипотезы в работе [54] была найдена зависимость скорости смены абразива от глубины реза. С углублением обрабатываемого отверстия скорость потока жидкости в боковом зазоре сначала быстро уменьшается, в соответствии с выводами работы [19], а затем остается постоянной. Скорость движения частиц абразива в каждый момент времени зависит от скорости движения жидкости, в которой они находятся. Чем больше скорость движения жидкости, тем больше скорость хаотического движе-



вия. При постоянной скорости движения жидкости в боковом зазоре средне-квадратичная скорость движения частиц абразива, т. е. средняя кинетическая энергия частиц, тоже должна быть постоянной. Если частица совершает хаотическое движение под действием случайных сил и мы считаем, что движение каждой частицы происходит независимо от других, концентрация частиц  $w(x, t)$  в момент времени  $t$  при расстоянии  $x$  описывается уравнением Эйнштейна—Колмогорова:

$$\frac{\partial w(x, t)}{\partial t} = -a \frac{\partial w(x, t)}{\partial x} + \frac{b}{2} \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial x^2}, \quad (44)$$

где величина коэффициента  $a$  пропорциональна средней скорости направленного движения частиц, а коэффициент  $b$  пропорционален средней кинетической энергии системы движущейся частицы и является мерой неупорядоченного движения. А. Н. Колмогоров показал (см., например, [59]), что уравнения этого типа, составленные для плотности вероятности нахождения частицы в момент времени  $t$ , описывают движение любой частицы под влиянием случайных воздействий. При этом должно выполняться достаточно общее условие, физический смысл которого сводится к тому, что средняя скорость и средняя кинетическая энергия системы — конечные величины. На основе указанного уравнения можно определить скорость поступления частиц абразива в рабочий зазор и скорость удаления отработанных частиц.

Предположим, что концентрация на поверхности задана и равна  $w_0$ . Поскольку частица абразива, попавшая на глубину, уходит в рабочий зазор и там дробится, будем считать, что концентрация частиц на глубине  $h$  мала. Рассматривая процесс абразива как стационарный и учитывая, что скорость поступления частиц в единицу времени

$$\frac{dN_{\text{пр}}}{dt} \sim -b \frac{\partial w}{\partial x}(h, t),$$

получим

$$\frac{dN_{\text{пр}}}{dt} \sim -b \frac{w_0}{1 - \frac{b}{2a} \exp \frac{2ah}{b}}. \quad (45)$$

Направленная скорость движения частиц абразива в жидкости под действием сил тяжести составляет  $0,1-1$  см/сек, что на два-три порядка меньше скорости хаотического движения частиц абразива. Поэтому положим  $a=0$ ; в этом случае из формулы (45) следует

$$\frac{dN_{\text{пр}}}{dt} \sim \frac{w_0 b}{h}. \quad (46)$$

Интересно отметить, что в первом приближении величина  $a$  не влияет на скорость поступления новых частиц абразива и, следовательно, на скорость обработки. Это соответствует практически наблюдаемым результатам. Из экспериментов фирмы «Лефельдт» известно, что скорость обработки отверстий с горизонтальной и вертикальной образующей одинакова.

Таким образом, скорость смены абразива обратно пропорциональна глубине отверстия, причем коэффициент пропорциональности определяется скоростью движения частиц.

## § 5. Зависимость скорости обработки от давления и температуры

Указанная гипотеза позволила объяснить, казалось бы противоречивые, результаты, полученные при обработке под повышенным давлением [22, 60, 61]. Предполагалось, что кавитация влияет на концентрацию аб-

разива в зазоре, поэтому с подавлением кавитации концентрация абразива и скорость обработки увеличиваются. Однако в работе [60] было установлено, что при увеличении гидростатического давления свыше амплитуды звукового давления скорость обработки изменяется всего на 10%. В то же время, согласно работам [22, 61], скорость обработки при повышенном гидравлическом давлении увеличивается в несколько раз. Это противоречие объясняется тем, что в первых экспериментах [60] все количество суспензии помещалось под торцом инструмента и увеличение давления на скорость обработки не влияло. В других экспериментах [22, 61] суспензия находилась на поверхности, и процесс смены абразива происходил обычным образом. В этом случае при повышении внешнего гидростатического давления скорость обработки должна увеличиваться до некоторого предела. Действительно, она определяется величиной скорости смены абразива, которая, в свою очередь, зависит от скорости потока жидкости в боковом зазоре в соответствии с уравнением (45). Экспериментальное исследование процесса ультразвуковой обработки при повышенном внешнем давлении проводилось следующим образом: камера с помощью шланга соединялась с баллоном сжатого газа, причем концентратор был выточен заодно с диафрагмой, служившей крышкой к барокамере. Во втулку держателя заливалась суспензия карбида бора в воде, этиловом спирте или насыщенном растворе поваренной соли. Измерение количества снятого материала производилось взвешиванием образцов до и после обработки. На рис. 39 приведена зависимость съема стекла от внешнего давления. Как видно из графика, с увеличением давления съем материала возрастает до некоторого предельного значения, а затем остается неизменным. Величина давления, при котором достигается максимальный съем, не зависит от способа создания давления в камере и определяется исключительно удельным акустическим сопротивлением жидкости. Было установлено, что предельная скорость обработки достигается при статическом давлении, совпадающем в пределах ошибок эксперимента с амплитудой звукового давления  $P_m = \rho c w \xi_m$ . При внешнем гидростатическом давлении  $P_0 > P_m$  кавитация исчезает. В соответствии с этим скорость потока возрастает до максимума, что приводит к повышению скорости обработки. Очевидно, что дальнейшее повышение давления к каким-либо изменениям привести не может.

В рассмотренном случае увеличение скорости обработки при повышении внешнего гидростатического давления связано с увеличением скорости потока в боковом зазоре. Следует ожидать, что при уменьшении скорости потока скорость обработки должна уменьшиться.

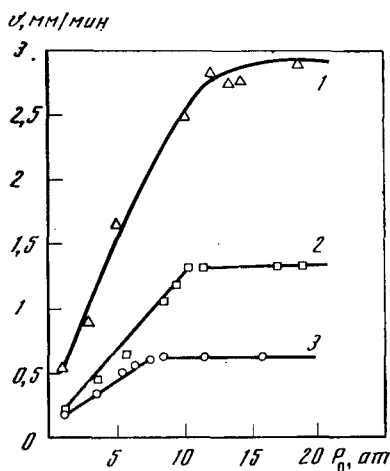
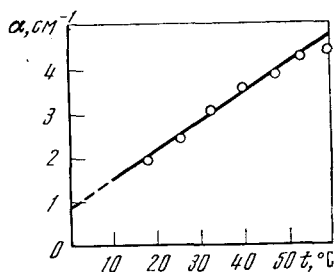


Рис. 39. Зависимость скорости обработки от внешнего давления при разной амплитуде колебаний

1 —  $\xi_m = 8,4$  мкм; 2 —  $\xi_m = 6,5$  мкм; 3 —  $\xi_m = 4,7$  мкм

Рис. 40. Зависимость показателя степени  $\alpha$  в уравнении (1) от температуры



В работе [62] была установлена зависимость скорости обработки от температуры в диапазоне от 18 до 60° С. Эксперименты производились следующим образом: в стеклянных образцах прорезалось отверстие при постоянной амплитуде колебаний и давлении прижима; температура суспензии и образца поддерживалась постоянной с точностью  $\pm 1^\circ$  С. Проведенные вычисления показали, что экспоненциальное уменьшение скорости обработки с глубиной наблюдалось при любом значении температуры. Как показали результаты вычислений, параметр, соответствующий начальной скорости обработки  $v_0$ , с точностью основной ошибки эксперимента не изменяется при увеличении температуры от 18 до 60° С. В этом же интервале изменения температуры зависимость  $\alpha$  может быть представлена в виде

$$\alpha = 0,85 + 0,064 t,$$

где  $\alpha$  выражается в  $см^{-1}$  (рис. 40).

Наблюдаемая зависимость от температуры объясняется следующим образом. Как уже указывалось, максимальная скорость потока зависит от кавитационной прочности жидкости. Чем ниже кавитационная прочность, тем меньше скорость потока. Известно (см., например, [63]), что кавитационная прочность жидкости сильно падает с ростом температуры. Таким образом, уменьшение скорости потока приводит к уменьшению скорости смены абразива по мере повышения температуры, поскольку уменьшается коэффициент пропорциональности в уравнении (46), а изменение размера зерен абразива и связанное с этим относительное уменьшение скорости обработки определяются изменением скорости смены абразива. Итак, скорость обработки существенно зависит от скорости смены абразива. Как уже отмечалось, один из существенных недостатков ультразвуковой обработки заключается в уменьшении производительности по мере углубления инструмента. В соответствии с изложенной гипотезой, скорость смены частиц абразива уменьшается обратно пропорционально глубине отверстия. Так как процесс обработки связан с непрерывным дроблением крупных частиц абразива, с уменьшением скорости смены абразива размер их, а следовательно, и скорость обработки будут уменьшаться. При большей силе прижима увеличивается скорость дробления, а скорость смены абразива остается неизменной. И в этом случае наблюдается более значительное изменение скорости обработки по мере углубления инструмента. Чтобы повысить производительность, необходимо было решить проблему надежного обмена суспензии абразива в зоне обработки.

## Глава 5

### МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ОБРАБОТКИ. НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ СТАНКОВ

#### § 1. Увеличение скорости обработки при отсеке суспензии абразива

Известные методы улучшения условий подвода суспензии абразива в зону обработки (периодический подъем инструмента, применение специальных конструкций инструментов и др.) позволяли лишь на 20—40% повысить

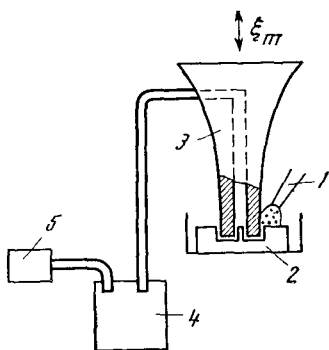


Рис. 41. Схема отсоса абразивной суспензии

1 — система подачи суспензии к месту обработки; 2 — обрабатываемая деталь; 3 — инструмент; 4 — приемный резервуар для абразива; 5 — вакуумный насос

производительность процесса, не изменяя характера зависимости производительности от глубины обработки.

Существенный шаг в решении этой проблемы был сделан фирмой «Лефельт» (ФРГ), предложившей отсасывать суспензию абразива сквозь центральное отверстие в инструменте с помощью вакуумного насоса [64]. Под действием атмосферного давления суспензия абразива, подаваемая на поверхность обрабатываемой детали, засасывается под инструмент и по каналу поступает в приемный резервуар (рис. 41). Выпускаемые этой фирмой станки мод. «Диатрон, тип А» были оборудованы приспособлениями подобного рода. Это усовершенствование позволило при тех же габаритах и подводимой мощности увеличить их производительность в 2—3 раза и обеспечить независимость скорости обработки от глубины.

Влияние основных параметров (силы прижима, амплитуды колебаний и площади) на производительность процесса при отсосе суспензии абразива из зоны обработки на станках мод. «Диатрон, тип А» приведено в работе [6]. Установлено, что при глубине отверстия свыше 0,5 мм скорость обработки достигает некоторого значения, не изменяющегося при углублении инструмента вплоть до 10 мм и более.

Исследование зависимости скорости обработки инструментами различной площади от силы прижима при постоянной амплитуде позволило установить, что скорость обработки вначале возрастает пропорционально давлению прижима, причем коэффициент пропорциональности одинаков для всех инструментов различной площади (рис. 42). Однако при увеличении давления сверх некоторой критической величины скорость обработки начинает падать. Авторы работы [6] нашли, что критическая сила прижима не зависит от площади инструмента. Это объясняется тем, что при силе прижима, превышающей 4 кг, скорость обработки уменьшается вследствие возникновения изгибных колебаний, а не продольных колебаний, что связано с малой мощностью колебательной системы исследуемого станка.

Об этом говорит и установленная авторами зависимость скорости обработки от амплитуды колебаний при постоянной силе прижима. Пунктирная кривая на рис. 43 показывает предельные значения амплитуд. Так, при площади обработки, не превышающей 50 мм<sup>2</sup>, максимальная амплитуда оказалась равной 45—47 мк, тогда как станок меньшей мощности мод. 4770 в тех же условиях обеспечивает амплитуду колебаний свыше 50—55 мк. Из рис. 43 видно, что скорость обработки с увеличением амплитуды колебаний сначала возрастает весьма значительно (примерно по квадратичному закону), а при амплитудах свыше 30 мк скорость обработки замедляется. Объяснение этой зависимости, приведенное в работе [6], весьма неубедительно. В этой работе влияние быстроты смены абразива на скорость обработки не учитывалось. Исходя из предложенной нами гипотезы [65], это явление объясняется тем, что при большой ампли-

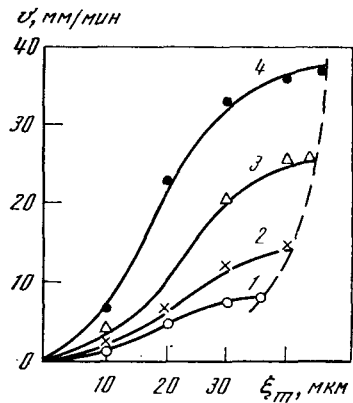
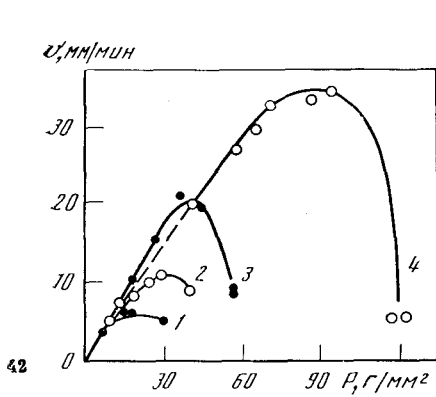


Рис. 42. Зависимость скорости обработки от давления прижима при обработке кольцевым инструментом разной площади

1 —  $S=225 \text{ мм}^2$ ; 2 —  $S=166 \text{ мм}^2$ ; 3 —  $S=51 \text{ мм}^2$ ; 4 —  $S=25 \text{ мм}^2$

Рис. 43. Зависимость скорости обработки от амплитуды колебаний. Обозначения те же, что и на рис. 42

туде колебаний или силе прижима нарушается равновесие между скоростью дробления зерен абразива в рабочем зазоре под воздействием передаваемого инструментом импульса силы и скоростью поступления туда свежего абразива. Последний фактор в работе [6] не принимался во внимание.

Для выявления того, что действительно происходит при отсосе суспензии из зоны обработки, нужна была экспериментальная установка с мощной колебательной системой, которая имела бы высокий к. п. д. Этим условиям отвечал ультразвуковой станок мод. 4772, мощностью 1,5 *квт*, оснащенный системой вакуумного отсоса суспензий; схема этой системы соответствовала предложенной фирмой «Лефельдт».

На этой установке была исследована зависимость производительности от глубины обработки и силы прижима инструмента к изделию [65]. Полученные результаты приведены на рис. 44.

Для сравнения была построена ранее найденная зависимость производительности от глубины без отсоса суспензии. Кривые показывают что по мере углубления инструмента производительность падает до нуля, причем тем быстрее, чем больше сила прижима. Происходит это потому, что при большей силе прижима скорость дробления абразива увеличивается. Однако при малой глубине обработки благодаря лучшим условиям сменяемости суспензии производительность выше при  $P_{пр}=0,52 \text{ кг/см}^2$ , чем при  $P_{пр}=0,21 \text{ кг/см}^2$ .

При введении отсоса и создании в промежуточном баке разрежения около 1 *мм рт. ст.* оказалось, что производительность обработки при углублении инструмента не изменяется. Это совпадает с данными работ [6, 64]. Однако, если при малом давлении прижима скорость обработки при отсосе почти не увеличивается по сравнению с максимальной при том же давлении прижима без отсоса, то при большей силе прижима и при введении принудительной смены абразива скорость увеличивается.

В отличие от данных работы [6], увеличение силы прижима свыше 4–6 *кг* привело к существенному росту производительности обработки (рис. 45). Наибольшая производительность (7000  $\text{мм}^3/\text{мин}$ ) была достигнута с инструментом площадью 12,3  $\text{см}^2$  при давлении прижима около 1,1  $\text{кг/см}^2$ , что соответствует силе прижима около 13 *кг*. Однако производительность несколько уменьшалась при углублении инструмента. Большая сила прижима приводила к уменьшению производительности.

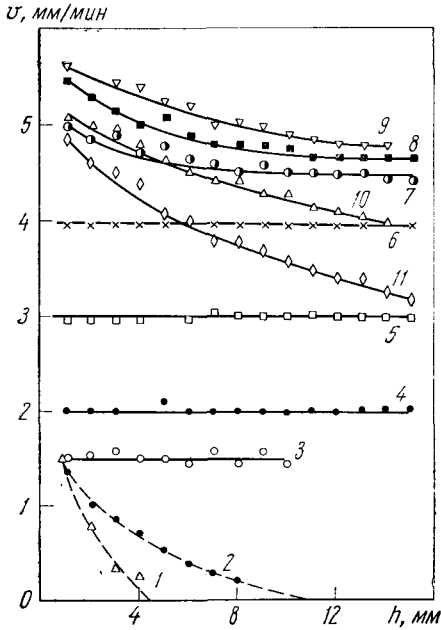


Рис. 44. Зависимость производительности от глубины обработки при разном давлении прижима

1 — без отсоса суспензии,  
 $P_{пр} = 0,5 \text{ кг/см}^2$ ; 2,3 — то же,  
 $P_{пр} = 0,21 \text{ кг/см}^2$ ; 4 — то же,  
 $P_{пр} = 0,36 \text{ кг/см}^2$ ; 5 — то же,  
 $P_{пр} = 0,52 \text{ кг/см}^2$ ; 6 — то же,  
 $P_{пр} = 0,69 \text{ кг/см}^2$ ; 7 — то же,  
 $P_{пр} = 0,85 \text{ кг/см}^2$ ; 8 — то же,  
 $P_{пр} = 1,01 \text{ кг/см}^2$ ; 9 — то же,  
 $P_{пр} = 1,11 \text{ кг/см}^2$ ; 10 — то же,  
 $P_{пр} = 1,25 \text{ кг/см}^2$ ; 11 — то же,  
 $P_{пр} = 1,35 \text{ кг/см}^2$

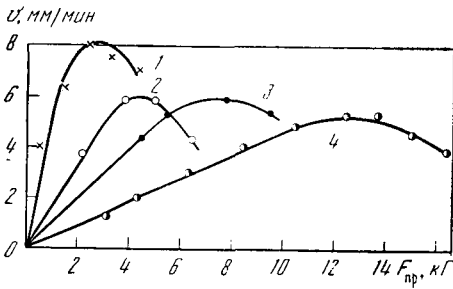


Рис. 45. Зависимость скорости обработки станка мод. 4772 при отсосе суспензии от силы прижима и площади обработки

1 —  $S = 60 \text{ мм}^2$ ; 2 —  $S = 295 \text{ мм}^2$ ;  
 3 —  $S = 695 \text{ мм}^2$ ; 4 —  $S = 1235 \text{ мм}^2$

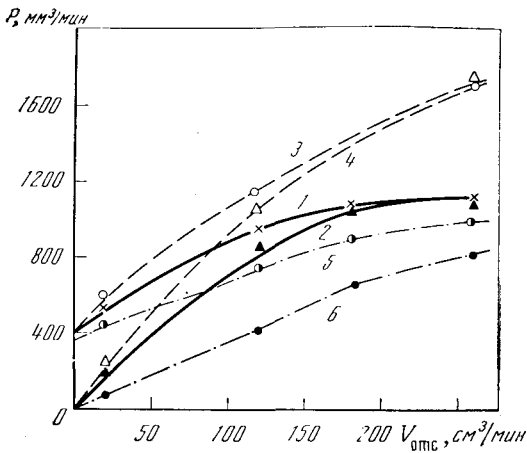


Рис. 46. Зависимость производительности станка мод. 4772 от скорости отсоса суспензии при разном давлении прижима и глубине обработки

1 —  $P_{пр} = 0,75 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 1 \text{ мм}$ ;  
 2 —  $P_{пр} = 0,75 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 10 \text{ мм}$ ;  
 3 —  $P_{пр} = 1,35 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 1 \text{ мм}$ ;  
 4 —  $P_{пр} = 1,35 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 10 \text{ мм}$ ;  
 5 —  $P_{пр} = 2,9 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 1 \text{ мм}$ ;  
 6 —  $P_{пр} = 2,9 \text{ кг/см}^2$ ,  $h = 10 \text{ мм}$

Физически это можно объяснить следующим образом: с увеличением силы прижима растет максимум силы при ударе инструмента, вследствие чего производительность увеличивается. Однако при определенном значении силы прижима, по мере углубления инструмента скорость дробления абразива начинает превышать скорость поступления свежей суспензии в рабочий зазор, и производительность начинает убывать с глубиной, хотя на малой глубине обработки она еще продолжает расти, так как здесь расход суспензии несколько больше, чем при углублении инструмента и связанным с этим увеличением гидравлического сопротивления в боковом зазоре. Наконец, сила прижима достигает такого значения, при котором равновесие между скоростями дробления абразива и поступления свежего (на малой глубине) нарушается, что приводит к абсолютному уменьшению производительности. Такая зависимость сохраняется и при других площадях. Как и следовало ожидать, оптимальная сила прижима при отсосе суспензии — величина не постоянная, она растет пропорционально увеличению площади обработки. Аналогичные результаты были получены при исследовании зависимости производительности от амплитуды колебаний. Оказалось, что увеличение амплитуды свыше 55—60 мк снижает скорость обработки.

Экспериментально исследована зависимость производительности от скорости смены суспензии абразива в рабочем зазоре. Результаты представлены в виде кривых на рис. 46. Скорость отсоса в этих опытах регулировалась изменением разрежения в системе циркуляции суспензии абразива. Анализ кривых показывает, что увеличение скорости отсоса суспензии действительно приводит к значительному увеличению производительности. При глубине до 1 мм производительность обработки составляет 425 мм<sup>3</sup>/мин, если нет отсоса суспензии, и увеличивается до 1100 мм<sup>3</sup>/мин, (кривая 1) по мере увеличения разрежения. Еще более значительное изменение производительности наблюдается при большей глубине обработки (кривая 2, глубина 10 мм). В этом случае производительность обработки без отсоса близка к нулю, а при скорости отсоса 180 см<sup>3</sup>/мин она становится равной производительности на глубине 1 мм. Дальнейшее увеличение скорости отсоса до 260 см<sup>3</sup>/мин к заметному повышению производительности не приводит. Отсюда следует, что увеличением скорости отсоса при малом давлении прижима нельзя добиться существенного повышения производительности ультразвуковой обработки. Необходимо увеличивать также давление прижима. Действительно, увеличение давления прижима почти в 1,5 раза позволяет существенно повысить производительность как на глубине 1 мм, так и на глубине 10 мм (кривые 3 и 4).

Попытка дальнейшего увеличения давления (до 2,9 кг/см<sup>2</sup>) не дала желаемого результата: производительность упала, причем на глубине 10 мм больше, чем на глубине 1 мм (кривые 5 и 6). Такое явление может быть следствием лишь недостаточной скорости смены суспензии абразива в рабочем зазоре. Однако увеличить скорость отсоса свыше 260 см<sup>3</sup>/мин на станке мод. 4772 оказалось невозможно, так как для этого потребовалось бы создать разрежение порядка 1 мм рт. ст., что практически соответствует перепаду давлений в 1 атм. Очевидно, что при отсосе суспензии большего перепада давлений, определяющего скорость суспензии абразива в рабочем зазоре, создать нельзя.

Таким образом, проведенные нами на станке мод. 4772 эксперименты с отсосом суспензии абразива показали, что существенное увеличение производительности ультразвуковой обработки возможно только при условии одновременного увеличения скорости смены суспензии в рабочем зазоре и максимума силы при ударе, что определяется произведением  $\xi_m P_{\text{уп}}$ . Нельзя значительно увеличить скорость обработки, увеличивая только скорость отсоса и, наоборот, при постоянной скорости отсоса увеличение силы прижима будет эффективно только до определенного

значения. Для дальнейшего повышения производительности обработки, наряду с увеличением силы прижима, необходимо увеличивать и скорость смены суспензии. Однако система отсоса абразива не позволяет обеспечить необходимую сменяемость абразива в зоне обработки, поскольку перепад давления, определяющий скорость движения суспензии, в этом случае не может быть больше 1 атм.

## § 2. Повышение производительности обработки при значительном увеличении давления прижима и скорости смены абразива

Для дальнейшего повышения производительности была предложена система нагнетания суспензии абразива в рабочий зазор, что позволяет практически неограниченно повышать скорость смены суспензии [66], причем производительность должна увеличиваться пропорционально силе прижима. Экспериментальная проверка этой системы [67] проводилась на станке мод. 4773 мощностью 4,0 квт по схеме, представленной на рис. 47. Суспензия абразива карбида бора под действием сжатого воздуха поступала по трубке через инструмент в рабочий зазор между ним и изделием, а оттуда — в сливной бак.

Во избежание оседания абразива в баке был установлен центральный насос, с помощью которого осуществлялось интенсивное перемешивание абразива. Изменение импульса осуществлялось изменением силы прижима при постоянной амплитуде колебаний; это не связано с изменением подводимой к колебательной системе мощности и просто достигается добавлением или съемом грузов в системы подвески ультразвуковой головки.

Эксперименты проводились следующим образом: при подаче абразива к месту реза обычным способом инструмент углублялся на несколько десятых миллиметра, после чего подавался сжатый воздух и осуществлялась принудительная прокачка абразива. Скорость обработки измерялась при прохождении инструментом каждого последующего миллиметра глубины. В отличие от ультразвуковой обработки с обычным способом подачи суспензии абразива — поливом или отсосом — при нагнетании суспензии увеличение силы прижима до величины  $F_0$  (равной в данном случае 5 кг) не вызывает увеличения скорости обработки. И только с повышением силы прижима сверх указанной величины скорости обработки растут пропорционально разности  $F_{пр} - F_0$ . Таким образом, скорость обработки пропорциональна не всей величине приложенной силы, а лишь эффективной силе прижима. Проведенные опыты позволили выяснить

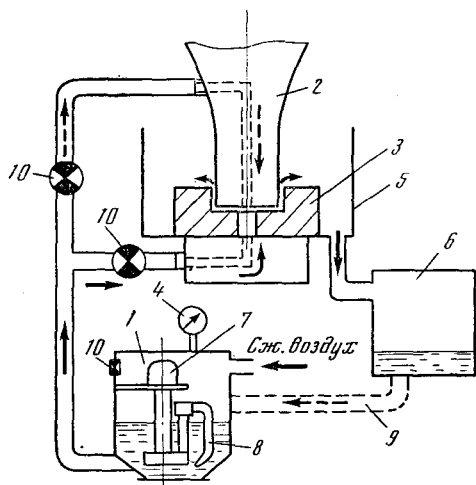


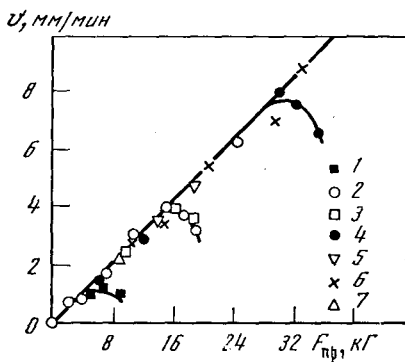
Рис. 47. Принципиальная схема экспериментальной установки для нагнетания абразивной суспензии в зону обработки

1 — бак абразива с суспензией; 2 — ультразвуковой инструмент; 3 — обрабатываемая деталь; 4 — манометр для контроля давления нагнетания; 5 — ванна стола станка; 6 — бак для слива суспензии; 7 — центробежная электропомпа для перемешивания суспензии; 8 — клапан для уменьшения давления; 9 — труба для возврата суспензии из сливного бака; 10 — краны для подачи суспензии сквозь деталь или сквозь инструмент



**Рис. 48.** Зависимость скорости обработки от силы прижима при разной скорости смены суспензии

1 — без принудительной смены; 2 — отсос суспензии, разность давлений 1 атм; 3 — подача суспензии под давлением  $P=1$  атм; 4 — то же,  $P=2$  атм; 5 — то же,  $P=2,5$  атм; 6 — то же,  $P=3$  атм; 7 — то же,  $P=3,5$  атм



происхождение силы  $F_0$ , оказавшейся реакцией суспензии абразива, которая приводит к отжиму инструмента и не влияет на нарушение материала изделия в процессе обработки.

На рис. 48 представлена зависимость скорости обработки от эффективного значения давления прижима инструмента и давления нагнетания. Из графика следует, что скорость обработки растет пропорционально давлению прижима инструмента к изделию.

Следует отметить, что увеличение силы прижима сверх 30—40 кг в этих опытах привело к появлению весьма значительных выколов, которые зависели от обрабатываемого материала, его толщины и способа крепления на поверхности стола. Во избежание больших выколов сила прижима должна быть ограничена. Целесообразно также на выходе инструмента из отверстия снижать силу прижима до 2—3 кг. Линейная зависимость скорости обработки от силы прижима нарушается, когда давление прижима становится больше оптимального значения, которое однозначно определяется скоростью смены суспензии абразива. Так, при давлении нагнетания  $P_0=1$  атм отклонение линейности наблюдается при давлении прижима 1,25 кг/см<sup>2</sup>; а при  $P_0=2$  атм — соответственно при давлении 2,5 кг/см<sup>2</sup>; при увеличении давления нагнетания до 3 атм отклонение от линейности вообще не наблюдается. При давлении прижима сверх оптимального значения скорость обработки на глубине нескольких миллиметров падает так же, как и при отсосе суспензии. Возможность создавать при нагнетании практически любое давление в системе подачи суспензии абразива позволяет резко повысить скорость обработки.

На рис. 48 для сравнения нанесены данные, соответствующие скорости обработки при отсосе. Как и следовало ожидать, результаты опытов при отсосе близки к данным при нагнетании с  $P_0=1$  атм. Очевидно, что при прочих равных условиях скорость обработки при отсосе не превышает 4,5 мм/мин, тогда как при нагнетании она может быть вдвое больше.

Эксперименты с инструментом диаметром 50 мм ( $S=1950$  мм<sup>2</sup>) подтвердили пропорциональность скорости обработки давлению прижима, причем коэффициент пропорциональности от площади обработки не зависит.

Проведенные эксперименты показали также, что влияние амплитуды колебаний на скорость обработки при нагнетании суспензии аналогично тому, которое оказывает сила прижима. В отличие от данных опытов с отсосом суспензии и подачи ее поливом, при нагнетании скорость обработки растет во всем диапазоне амплитуд от нуля до 80—85 мк (более высокие амплитуды из-за усталостного разрушения инструмента получить нам не удалось). Выяснилось также, что при амплитудах менее 15—20 мк процесс обработки с нагнетанием суспензии протекает неустойчиво вследствие большого сопротивления зазора протеканию последней. Благоприятным фактором при обработке с нагнетанием является уменьшение

оптимальной концентрации абразива в суспензии с 50 до 15—20% по весу. Это упрощает задачу транспортирования суспензии из бака к зоне резания. Были исследованы точность и чистота обработанных поверхностей.

Результаты экспериментов представлены в табл. 8, в которой для сравнения приведена точность ультразвуковой обработки при подаче суспензии абразива поливом.

Таблица 8

**Сравнительная точность обработки деталей ультразвуковыми методами**

Параметры, характеризующие точность и качество обработки	Способ подачи суспензии абразива	Зернистость абразива (размер зерен), <i>мкм</i>		
		№ 10 (88—125)	№ 5 (46—62)	№ 3 (28—44)
Величина зазора со стороны входа инструмента, <i>мм</i>	Подача поливом Нагнетание	0,28—0,36	0,22—0,26	0,11—0,13
		0,33—0,33	0,24—0,27	0,12—0,14
Величина разброса зазора, <i>мм</i>	Подача поливом Нагнетание	0,08	0,04	0,02
		0,05	0,03	0,02
Достижимая точность обработки, <i>мм</i>	Подача поливом Нагнетание	0,04	0,02	0,02
		0,025	0,015	0,01
Конусность отверстий, <i>мин</i>	Подача поливом Нагнетание	180	120	75
		20—45	30	15—20

На основе анализа данных табл. 8 можно сделать следующие выводы. Точность обработки при нагнетании суспензии, как и при подаче поливом, определяется в основном зернистостью абразива, причем достижимая точность тем выше, чем мельче абразив.

При прочих равных условиях нагнетание суспензии в зону обработки позволяет повысить точность получения заданных размеров отверстий и уменьшить их конусность. При использовании грибковых инструментов конусность практически может быть сведена к нулю (менее 5'). Эти результаты полностью соответствуют нашим представлениям о механизме процесса обработки.

Известно, что в процессе ультразвуковой обработки между инструментом и стенками промываемого отверстия вследствие проникновения в зону обработки свежих зерен абразива и удаления оттуда продуктов разрушения образуется зазор. Так как величина зазора соизмерима с размерами зерен абразива, причем в суспензии имеются как крупные зерна, так в 2—3 раза более мелкие, то при подаче суспензии поливом по мере углубления инструмента в зону обработки проникают все более мелкие зерна, и боковая поверхность отверстия получает вид конуса.

При нагнетании суспензии под давлением в зону обработки все время поступает суспензия, состав которой не зависит от глубины погружения инструмента. Под воздействием инструмента крупные зерна дробятся, уменьшаются, и в боковой зазор на любой глубине проникают однородные по составу частицы. Благодаря этому конусность отверстий должна резко уменьшаться, и, следовательно, увеличится точность обработки. При этом полностью избежать конусности нельзя, так как она есть следствие еще бокового износа инструмента и поверхности отверстия. Измерения шероховатости поверхностей, обработанных карбидом бора № 10, показали, что нагнетание суспензии позволяет существенно улучшить качество боковой поверхности. Качество торцевой поверхности осталось неизменным. Уменьшение шероховатости боковой поверхности происходит вследствие уменьшения следов так называемой ультразвуковой коррозии, приводящей к образованию рисок и внутренних изъянов на поверхности. Таким образом, при нагнетании суспензии в зону обработки обеспечивается повышение производительности ультразвуковых станков (без изменения их

габаритов и потребляемой мощности) примерно в 5 раз, независимость скорости обработки от глубины, увеличение точности и улучшение чистоты обработанных поверхностей. Описанный процесс позволяет существенно увеличить полезно расходующую мощность без заметного увеличения полной мощности, потребляемой станком. Другими словами, предлагаемая схема процесса обладает значительно более высоким к. п. д.

### § 3. Новые конструкции ультразвуковых станков

На основе проведенных экспериментов в Экспериментальном научно-исследовательском институте металлорежущих станков (ЭНИМС) и ОКБ Министерства станкостроения СССР были разработаны новые модели ультразвуковых станков. В табл. 9 приведены сравнительные данные

Т а б л и ц а 9

Сравнительная производительность ультразвуковых станков

Тип ультразвукового станка	Мощность генератора, <i>квт</i>	Производительность обработки стекла, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	Энергоемкость при обработке стекла <i>дж/мм<sup>3</sup></i>
Мод. 4772, СССР (до модернизации)	1,5	1200	75
«Диатрон», Фирма «Лефельдт», ФРГ (с отсосом суспензии абразива)	0,6	1000	36
Мод. 4772А, СССР (после модернизации системы подачи суспензии абразива)	1,5	6500	14
Мод. 4773А, СССР (после модернизации системы подачи суспензии абразива)	4,0	12000	20

некоторых новых отечественных моделей и ранее выпускавшихся у нас ультразвуковых станков, а также лучших зарубежных моделей. Из таблицы видно, что эффективность оборудования при введении системы нагнетания увеличивается в 4 раза по сравнению с тем же станком до его модернизации, а энергоемкость такого станка вдвое лучше по сравнению со станком фирмы «Лефельдт». Такое уменьшение энергии, расходуемой на разрушение единицы объема материала, объясняется тем, что на станках обычного типа подавляющая часть механической энергии, запасаемая колебательной системой, переходит в тепло и лишь несколько процентов тратится на разрушение материала.

Вследствие существенного увеличения эффективности система принудительного подвода суспензии была рекомендована ЭНИМС во всех станках большой и средней мощности, которые в зависимости от обрабатываемой площади и мощности должны были отвечать условиям табл. 10.

Т а б л и ц а 10

Ультразвуковые станки

Основные характеристики ультразвуковых станков	Мощность станка, <i>квт</i>			
	0,4	1,0	1,5	4,0
Производительность при обработке стекла, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	1000	2500	5000	9000
То же, при обработке твердого сплава, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	15	30	50	100
Сила прижима, <i>кг</i>	0—15	0—20	0—30	0—60
Рабочий ход инструмента, <i>мм</i>	30	40	50	60
Частота колебаний вибратора, <i>кГц ± 7%</i>	22	22	22	18
Вес станка (без генератора), <i>кг</i>	100	400	700	1500

Рис. 49. Ультразвуковой станок мод. 4773А

1 — станина станка; 2 — колонна; 3 — преобразователь с концентратором; 4 — координатный стол; 5 — панель управления

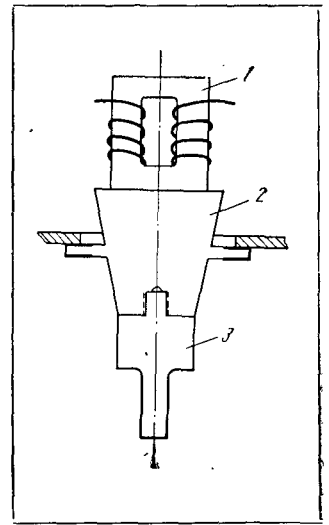
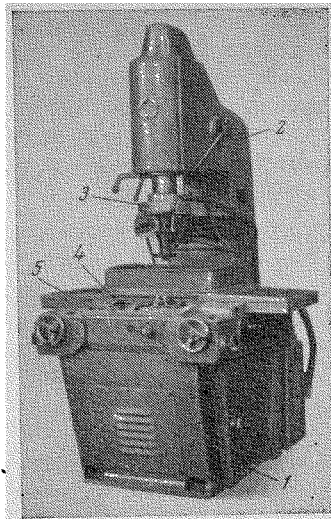


Рис. 50. Ультразвуковая колебательная система станка мод. 4773А

1 — преобразователь; 2 — волновод; 3 — концентратор

В последние годы были созданы еще станки мод. 4773А, мод. 4772А (взамен выпускавшегося станка мод. 4772) и мод. 4771. Ведется модернизация станка мод. 4770. Эти станки выпускаются серийно предприятиями Советского Союза.

Наиболее мощным из всех выпускаемых в мире станков [68] является универсальный ультразвуковой станок мод. 4773А<sup>1</sup>, преобразователь станка рассчитан на мощность 4 квт, что обеспечивает обработку поверхности площадью до 3000 мм<sup>2</sup>. В конструкции станка учтены последние достижения в области ультразвуковой обработки. Станок предназначен для обработки вырубных, ковочных, высадочных и чеканочных твердосплавных матриц, вырезки из оптического стекла заготовок линз, предварительной обработки поверхности линз, вырезки из пластин германия и кремния кристаллов для полупроводниковых приборов, нанесения рисок на пластины германия и кремния, клеймения деталей из хрупких и твердых материалов, обработки отверстий в ферритах, прошивания глубоких отверстий в кристаллах лейкосапфиров и др.

Основанием станка (рис. 49) является литая станина коробчатой формы, на верхней плоскости которой расположен координатный стол с панелью управления. Внутри станины размещены бак с суспензией абразива, насос для нагнетания ее под давлением до 6 атм, редукционный клапан для поддержания давления в системе подачи суспензии на заданном уровне, а также все трубопроводы и шланги, подводящие суспензию к зоне обработки и воду для охлаждения магнестрикционного преобразователя.

Шпиндель станка, несущий магнестрикционный преобразователь и инструмент, вместе с механизмом перемещения смонтирован в колонне, которая перемещается по вертикальным направляющим, расположенным на задней стенке станины. В станке применена трехполуволновая акустическая колебательная система, работающая на частоте около 22 кГц (рис. 50). Преобразователь двухстержневого типа, собранный из пластин пермендюра припаявается к верхней части конического переходного стержня (концентратора). С помощью фланца, расположенного в узле смещений, вся система крепится к корпусу шпинделя. К нижнему торцу переходного

<sup>1</sup> Конструкция станка разработана ЭНИМС.

стержня на резьбе крепятся сменные концентраторы с инструментом. Специальные насосы подают суспензию к месту реза под давлением до 6 атм. Координатный стол, оснащенный оптическими головками типа МО-1, позволяет производить перемещение в горизонтальной плоскости с точностью 10 мк.

Пульт управления станком расположен на передней наклонной крышке нижней плиты координатного стола. На панели размещены все контрольно-измерительные приборы, сигнальная аппаратура и кнопочное управление узлами станка.

Шпиндель станка перемещается в вертикальной плоскости по направляющим качения под воздействием избыточного веса, равного величине силы прижима инструмента, к изделию и регулируемого механически с пульта управления изменением положения противовеса на коромысле подвески шпинделя. Величина силы прижима контролируется специальным прибором. Вертикальное перемещение шпинделя фиксируется с точностью до 10 мк индикатором часового типа, установленным в корпусе колонны.

Станок снабжен системой автоматики, которая обеспечивает обработку деталей из весьма хрупких материалов по заранее заданному циклу; величина силы прижима инструмента может быть уменьшена во избежание сколов на выходе. Кроме того, система автоматически учитывает износ инструмента, поэтому точность обработки глухих отверстий, рисок и плоскостей может быть обеспечена в пределах  $\pm 15$  мк.

#### Техническая характеристика станка мод. 4773А

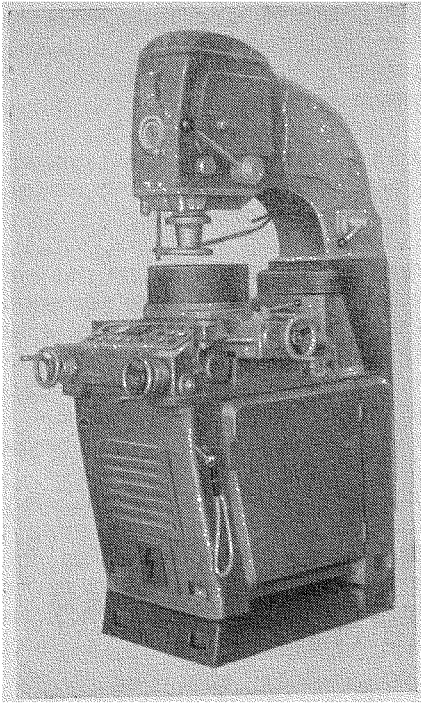
Мощность на входе преобразователя, <i>квт</i>	4,0
Диаметр обрабатываемых отверстий, <i>мм</i>	10—60
Оптимальная площадь обработки, <i>мм<sup>2</sup></i>	1200
Наибольшая глубина обработки, <i>мм</i>	50
Наибольшее перемещение ствола, <i>мм</i>	250
Наибольшая производительность, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	
при обработке стекла	9000
при обработке твёрдого сплава	75
Габариты станка (длина, ширина, высота), <i>м</i>	1,375×0,945×1,765
Вес станка, <i>кг</i>	1500

Конструкция универсального ультразвукового станка мод. 4772А [70] почти не отличается от описанного выше (рис. 51). Преобразователь станка рассчитан на мощность 1,5 *квт*, что позволяет обрабатывать поверхность площадью до 1600 *мм<sup>2</sup>*. Станок имеет несколько меньшие габариты и вес.

#### Техническая характеристика станка мод. 4772А

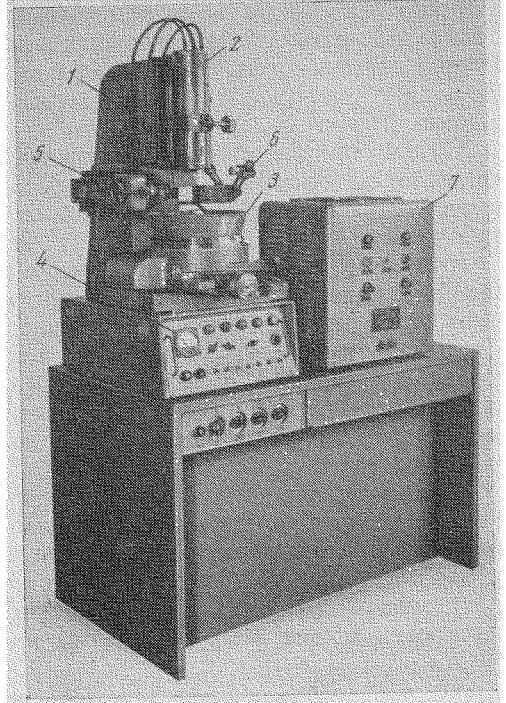
Мощность на входе преобразователя, <i>квт</i>	1,5
Диаметр обрабатываемых отверстий при сплошном инструменте, <i>мм</i>	10—40
Максимальный диаметр обрабатываемых отверстий, <i>мм</i>	80
Оптимальная площадь обработки, <i>мм<sup>2</sup></i>	800
Наибольшая глубина обработки, <i>мм</i>	50
Диаметр планшайбы стола, <i>мм</i>	300
Наибольшее перемещение стола (продольное и поперечное), <i>мм</i>	250
Установочное перемещение колонны, <i>мм</i>	200
Наибольшая производительность по стеклу, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	4000
То же по твёрдому сплаву, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	50
Габариты станка (длина, ширина, высота), <i>мм</i>	1375×945×1765
Габариты генератора (длина, ширина, высота), <i>мм</i>	550×600×1350
Вес станка (в комплекте с генератором), <i>кг</i>	1000

Этот станок по своим техническим данным должен заменить выпускавшийся ранее станок мод. 4772. Как уже указывалось, благодаря приме-



51

Рис. 51. Ультразвуковой станок мод. 4772А



52

Рис. 52. Ультразвуковой станок мод. 4771А

1 — станина станка; 2 — каретка с колебательной системой; 3 — координатный стол; 4 — панель управления; 5 — механизм заточки инструмента; 6 — микроскоп; 7 — генератор; 8 — тумба

нению новой системы подачи абразива при той же мощности генератора удалось существенно повысить производительность обработки. Внесение существенных изменений привело к увеличению точности обработки и удобству технологической эксплуатации станка.

Универсальный ультразвуковой станок мод. 4771А (рис. 52)<sup>1</sup> предназначен для обработки отверстий площадью до 1600 мм<sup>2</sup>. Станина станка мод. 4771А представляет собой литую конструкцию и является базой, на которой крепятся все основные узлы станка. На вертикальной плите крепится каретка с ультразвуковой колебательной системой. Колебательная система (рис. 53) двухполуволновая с магнитострикционным преобразователем крепится к станку с помощью резонансного фланца. Стакан вращается относительно корпуса электродвигателем с редуктором. Корпус закрепляется на каретке, которая перемещается в вертикальной плоскости по направляющим. Каретка с закрепленной на ней колебательной системой уравновешена противовесом через рычаг. Усилие прижима и перемещение колебательной системы в процессе работы создаются электродвигателем с регулируемым крутящим моментом. Это усилие передается через редуктор и тросик, намотанный на барабане редуктора. Стол служит для установки и закрепления обрабатываемых деталей. Он может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях и поворачиваться

<sup>1</sup> Конструкция станка разработана Особым конструкторским бюро по проектированию электроэрозионных и ультразвуковых станков.

в горизонтальной плоскости. На передней части станка укреплена панель управления. Станок оборудован микроскопом для измерения амплитуды колебаний и биения инструмента и механизмом заточки инструмента. Станок и генератор располагаются наверху тумбы. Внутри тумбы смонтированы система подачи абразива и автономная система охлаждения станка.

#### Техническая характеристика станка мод. 4771А

Мощность на входе преобразователя, <i>квт</i>	0,4
Диаметры обрабатываемых отверстий сплошным инструментом, <i>мм</i>	0,5—15
Наибольшая производительность по стеклу при подаче абразивной суспензии, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	
поливом	500
отсосом	1300
Наибольшая глубина обработки, <i>мм</i>	60
Размер стола, <i>мм</i>	250
Перемещения стола (продольное и поперечное), <i>мм</i>	120
Перемещения головки, <i>мм</i>	
рабочее	70
установочное	100
Скорость вращения головки, <i>об/мин</i>	300
Усилие рабочей подачи, <i>кг</i>	до 5
Чувствительность рабочей подачи, <i>г</i>	120
Цена деления лимба микроскопа, <i>мм</i>	0,002
Скорость вращения шпинделя механизма заточки инструмента, <i>об/мин</i>	9000
Охлаждение головки (водяное), <i>л/мин</i>	0,7
Ультразвуковой генератор	УМ1-04
Общая потребляемая мощность, <i>квт</i>	1,4
Габариты станка (длина, ширина, высота), <i>мм</i>	700×520×1000
Вес станка без тумбы, <i>кг</i>	240
Габариты тумбы (длина, ширина, высота), <i>мм</i>	1200×700×765
Вес тумбы, <i>кг</i>	190

Как указывалось, взамен устаревшей мод. 4770, разработана новая конструкция станка мод. 4770А. Станок предназначен для мелких операций повышенной точности и может производить обработку отверстий и полостей различных конфигураций площадью до 30 *мм<sup>2</sup>*, изготовление и ремонт небольших фильер и волок, а также мелкие гравировальные работы.

#### Ориентировочная техническая характеристика станка мод. 4770А

Мощность на входе преобразователя, <i>квт</i>	0,1
Диаметры обрабатываемых отверстий, <i>мм</i>	0,2—6
Размеры стола, <i>мм</i>	100×140
Максимальная производительность по стеклу, <i>мм<sup>3</sup>/мин</i>	80
Перемещения стола, <i>мм</i>	около 70
Перемещения головки, <i>мм</i>	30
Скорость вращения головки, <i>об/мин</i>	880
Усилие прижима, <i>кг</i>	до 2
Чувствительность рабочей подачи, <i>кг</i>	50
Охлаждение колебательной системы	воздушное
Габариты станка (длина, ширина, высота), <i>мм</i>	365×510×795
Вес станка, <i>кг</i>	около 120

Наряду с высокопроизводительными универсальными станками большой и средней мощности необходимы малогабаритные, экономичные простые по конструкции и дешевые маломощные, ультразвуковые станки. Для таких станков наиболее целесообразно применение ферритовых магнитострикционных преобразователей. Их испытания в режиме ультразвукового резания [69] на макете ультразвукового станка показали, что преобразователь с концентратором обеспечивает амплитуду колебаний до 25 *мкм* на площади около 20 *мм<sup>2</sup>*. На этой основе ЭНИМС, Акустический институт АН СССР и Троицкий станкозавод создали ультразвуковой станок

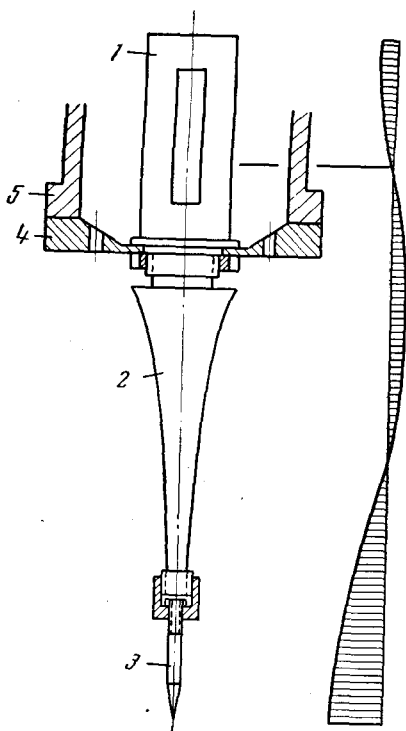


Рис. 53. Колебательная система станка мод. 4771А

1 — преобразователь; 2 — концентратор; 3 — инструмент; 4 — резонансный фланец; 5 — корпус станка

центратором компенсируется в данном концентраторе лучшей частотной характеристикой. На его конец привинчиваются сменные инструменты, площадь которых не должна быть более  $20 \text{ мм}^2$ , так как при такой площади нагрузка не сказывается на режиме резания. Крепление колебательной системы осуществляется в трех точках в узловой плоскости концентратора с помощью винтов, которые ввинчены в крепежное кольцо, укрепленное на станине станка. Такая система обеспечивает достаточную жесткость при минимуме потерь. Высокая добротность колебательной системы привела к необходимости автоматической подстройки частоты генератора на резонансную частоту колебательной системы. В Акустическом институте был разработан макет генератора с фазовой автоподстройкой [70]. Это позволило сохранять постоянную амплитуду колебаний инструмента в широком диапазоне изменения длины инструмента и некоторых других факторов.

#### Техническая характеристика станка мод. 4770У

Мощность на входе преобразователя, <i>вт</i>	25
Диаметр обрабатываемых отверстий, <i>мм</i>	5
Максимальная глубина обработки, <i>мм</i>	5
Размер стола, <i>мм</i> <sup>2</sup>	50
Наибольшее перемещение стола, <i>мм</i>	
Максимальное расстояние от поверхности стола до торца инструмента, <i>мм</i>	50
Усилие прижима, <i>кг</i>	0,1—1,0
Наибольшая производительность при обработке стекла, <i>мм</i> <sup>3</sup> / <i>мин</i>	20
Потребляемая мощность, <i>вт</i>	70
Вес станка, <i>кг</i>	15
Вес генератора, <i>кг</i>	11

упрощенной конструкции мод. 4770У (рис. 54).

Акустическая колебательная система закрепляется в станине. Подача детали, находящейся на рабочем столе, осуществляется при помощи пружинного устройства. Перемещение детали регистрируется индикатором часового типа. Рабочий стол имеет установочные перемещения в плоскости, перпендикулярной к оси отверстия. Станок предназначен для обработки неглубоких отверстий (не более  $5 \text{ мм}$ ), поэтому подача абразива производится вручную.

Ультразвуковая колебательная система, изображенная на рис. 55, состоит из ферритовых стержней с обмоткой, постоянных магнитов концентратора в виде двух цилиндров, соединенных конусной частью, крепежного кольца и сменных инструментов. Применение преобразователей с малыми потерями позволило отказаться от принудительной системы охлаждения и уменьшить выходную мощность генератора до  $40 \text{ вт}$ . Постоянные магниты дали возможность исключить систему подмагничивания. Некоторое уменьшение коэффициента усиления по сравнению с обычным ступенчатым кон-



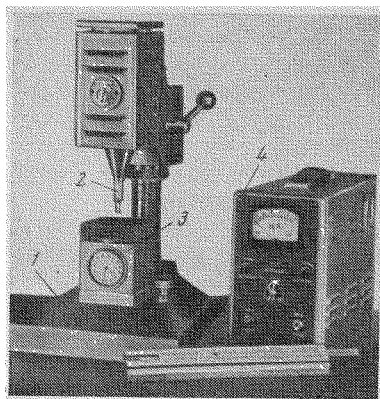


Рис. 54. Ультразвуковой станок упрощенной конструкции мод. 4770У

1 — станина станка; 2 — колебательная система; 3 — стол и система прижима; 4 — генератор

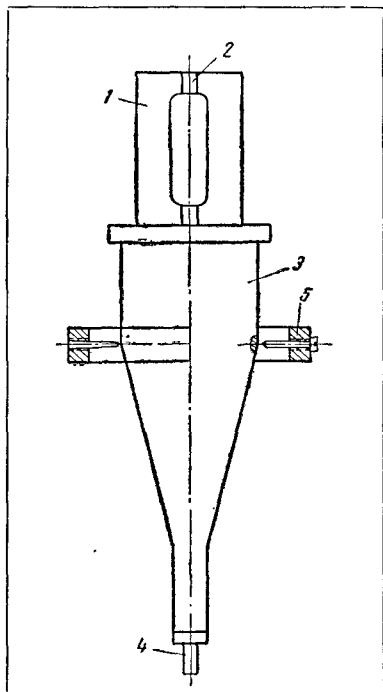


Рис. 55. Колебательная система станка мод. 4770У

1 — ферритовый преобразователь; 2 — магниты; 3 — концентратор; 4 — инструмент; 5 — крепежное кольцо

Наряду с разработкой универсальных ультразвуковых станков большое значение имеет создание специализированных ультразвуковых станков. Например, станок МЭ-22 предназначен для сверления алмазных волок диаметром от 0,3 до 1,2 мм. Двухпозиционный станок МЭ-46 позволяет производить раскрой дисков из пластин германия и кремния.

Изготовление деталей, полученных с помощью ультразвуковой обработки требуемой конфигурации производится намного быстрее, нежели с помощью других известных методов. Так, твердосплавная матрица для вырубки пружинной шайбы (рис. 56, а) за 60 мин доведена до чистоты  $\nabla 8$  при точности обработки  $\pm 0,02$  мм, тогда как ручная доводка занимает 15–20 час. Фильера для протяжки двухтаврового профиля (рис. 56, б) доведена за 35 мин — в 6–8 раз быстрее, чем ручной доводкой. Триста заготовок для полупроводниковых приборов из кремния (рис. 56, в) диаметром 1,8 мм могут быть одновременно вырезаны из пластины диаметром 48 мм за 40 сек. Более 300 рисок на глубину 70 мк можно нанести на пластину кремния за 3–4 сек. Эти примеры говорят о том, что ультразвуку-

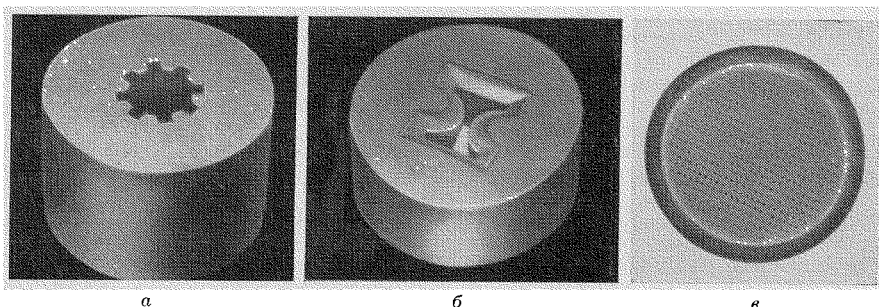


Рис. 56. Детали, изготовленные ультразвуковым способом

ковая обработка закономерно нашла широкое применение при изготовлении твердосплавных матриц сложной формы, заготовок сложных оптических деталей, глубоких отверстий любой формы в хрупких материалах.

Изучение механизма процесса ультразвуковой обработки позволило не только объяснить наблюдающуюся зависимость производительности от амплитуды колебаний, давления прижима и т. д., но и существенно усовершенствовать процесс, в несколько раз повысив производительность.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Balamuth. Method of Abrading. Англ. пат. N 602801, 1948.
2. Б. Х. Мечетнер, А. А. Устьянцев, Д. Ф. Яхимович. Универсальные и специализированные ультразвуковые станки. — В сб. «Применение ультразвука в технологии машиностроения». М., 1960, стр. 197. ЦИТИ.
3. А. Л. Лифшиц, Б. Х. Мечетнер. Ультразвуковые станки. — В сб. «Станкостроение в капиталистических странах». Под. ред. А. П. Владзиевского. М., Машгиз, 1961, стр. 567.
4. G. Nishimura, K. Yanagishima, T. Shima. Ultrasonic Mechanical Machining (IX). (1). Machining Speed and Mixing Ratio of Abrasives. (2) Machining Speed and Geometrical Condition of Tool. — J. Fac. Engng Univ. Tokyo, 26, N 2, 129, 1959.
5. E. A. Neppiras. Report on Ultrasonic Machining. What is Ultrasonic Machining. — Metalwork. Product., 100, N 27, 1283, 1956.
6. G. Pahlitzsch, D. Blank. Fortschritte beim Stosslappen mit Ultraschallfrequenz. — Werkstattstechnik und Maschinenbau, 50, 592, 1960.
7. M. E. Show. Das Schleifen mit Ultraschall-Mikrotechnik, 10, N 6, 265, 1956.
8. E. A. Neppiras, R. D. Fosket. Ultraschall Materialbearbeitung. — Philips' Techn. Rundschau, 19, 2, 37, 1957.
9. Н. М. Ростовцев, Г. И. Елифанов. Влияние механических свойств твердых тел на скорость их ультразвуковой обработки. — ДАН СССР, 136, № 4, 807, 1961.
10. Г. В. Ужик. Сопротивление отрыву и прочность металлов. Изд-во АН СССР, 1951.
11. А. И. Марков. Резание труднообрабатываемых материалов при помощи ультразвуковых и звуковых колебаний. Машгиз, 1962.
12. M. S. Hartley. Ultrasonic Machining of Brittle Materials. — Electronics, 29, N 1, 132, 1956.
13. Б. Х. Мечетнер, В. Н. Барке, М. И. Манин. Технология ультразвуковой обработки. (Руководящие материалы). ЦБТИ, ЭНИМС. М., 1959.
14. В. В. Метелкин, И. В. Метелкин, Н. В. Плешивцев. Производительность при ультразвуковом резании. — Машиностроитель, 8, 33, 1962.
15. L'usinage des métaux et corps durs sur la machine ultra-sonore diatron. — Ind. frac. 7, N 78, 891, 1958.
16. А. А. Рыбин. Геммы и ультразвук. — Самоцветы, № 2 (8), 15, 1962, ЦНИЛКС.
17. Л. Д. Розенберг и др. Ультразвуковое резание. Изд-во АН СССР, 1962.
18. D. Blank. Glassbearbeitung durch Stosslappen bei Ultraschallfrequenz (Ultraschallbearbeitung). — Glasstechn. Ber., 34, N 11, 534, 1961.
19. Г. М. Борун, З. И. Поляков. Величина разрежения в зоне резания ультразвукового инструмента. — Акуст. ж., 9, вып. 2, 231, 1963.
20. G. Nishimura, I. Jimbo, S. Shimakawa. Ultrasonic Machining (p. I). — J. Fac. Engng Univ. Tokyo, 24, N 3, 65, 1955.
21. E. H. Neppiras. Report on Ultrasonic Machining. How Fast Will Ultrasonic Drills Cut. — Metalwork. Product., 100, N 30, 1420, 1956.
22. Н. М. Ростовцев. Опыты по ультразвуковой обработке материалов при повышенном гидростатическом давлении. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 12. Изд. МОПИ, 1960, стр. 53.
23. В. Ф. Казанцев, Б. Х. Мечетнер, Л. Д. Розенберг. Новый высокопроизводительный способ ультразвуковой обработки. — В сб. «Электрофизические методы обработки материалов», вып. 6. Изд-во ЭНИМС. М., 1964, стр. 163.
24. G. Nishimura, K. Yanagishima, T. Shima. Ultrasonic Mechanical Machining (part VII). Machining process and Machining Characteristics. — J. Fac. Engng Univ. Tokyo, 26, N 1, 53, 1959.
25. E. A. Neppiras. Report on Ultrasonic Machining. The Mechanism of Ultrasonic Drilling. — Metalwork. Product., 100, N 28, 1333, 1956.
26. G. Nishimura, S. Shimakawa. Ultrasonic Mechanical Machining (part IV). — J. Fac. Engng Univ. Tokyo, 25, N 4, 213, 1958.

- В. И. Дикущин, В. Н. Барке. Ультразвуковая эрозия и ее зависимость от колебательных характеристик инструмента. — Станки и инструмент, № 5, 10, 1958.
- N. Taniguchi. Analysis of Machining Force of Ultrasonic Machining. — Repts Fac. Engng Yamanashi Univ., 9, 131, 1958.
- Л. Д. Розенберг, В. Ф. Казанцев. О физике ультразвуковой обработки твердых материалов. — ДАН СССР, 124, N 1, 79, 1959.
- П. Е. Дьяченко, В. Г. Аверьянова. Исследование диспергирования твердых тел при воздействии ультразвука. — В сб. «Трение и износ в машинах», вып. 15, стр. 15.
- П. Е. Дьяченко, Ю. Н. Мизрохи, В. Г. Аверьянова. Некоторые вопросы ультразвуковой обработки. — В сб. «Применение ультразвука в промышленности», 1959, стр. 149.
- А. И. Марков, Б. Н. Лямин. Способ ультразвуковой обработки. Авт. свид. СССР № 109844 от 14. I 1957 г.
- Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. Сопротивление деформированию металлов при скоростях  $10^{-6}$ — $10^{-2}$  м/сек. — ЖТФ, 19, вып. 3, 300, 1949.
- В. П. Пух. Изучение скорости роста трещин в прозрачных телах с помощью высокоскоростного фотографирования. Рефераты докл. на II совещании высокоскоростной фотографии и кинематографии. Изд.-во АН СССР, 1960.
- Я. Б. Фридман. Механические свойства металлов. Изд. 2, переработ. и доп. М., Оборонгиз, 1952, гл. 12.
- В. Ф. Казанцев, Л. Д. Розенберг. The Mechanism of Ultrasonic Cutting. — Ultrasonics, 4, 166, 1965.
- М. И. Койфман. Минеральные дисперсоиды в абразивных процессах. Докт. дисс. М., 1941.
- Л. А. Шрейнер. Твердость хрупких тел. Изд.-во АН СССР, 1949.
- М. Ohira, H. Kagayama, O. Akutsu. Some Considerations on Mechanism in Ultrasonic Machining. Chips Removed, Traces Left, Residual Strains. — J. Soc. Precis. Mech. Japan, 27, N 9, 625, 1961.
- М. Ohira, H. Kagayama, O. Akutsu. Study of Ultrasonic Machining-contact Angle, Machining Load and Penetrating Depth. — J. Soc. Precis. Mech. Japan, 27, N 7, 480, 1961.
- Б. Х. Мечетнер. Разработка ультразвуковых станков большой мощности. Канд. дисс. М., 1965.
- G. Nichimura, Y. Yimbo. Ultrasonic Mechanical Machining (part VIII). Static Pressure Impulsive Force and Contact Time in Machining State. — J. Fac. Engng Univ. Tokyo, 26, N 1, 69, 1959.
- З. И. Поляков. Исследование сил, возникающих при ультразвуковом резании. — Ультразвуковая техника, 3, 39, 1963.
- В. Ф. Казанцев. Oscillation of Rod Pressed to Elastic Surface. I 48.5 Congr. Internat. Acoustique. Liège, 7—14 sept. 1965.
- N. Taniguchi. Characteristic of Ultrasonic Mechanical Machining Materials. — J. Soc. Precis. Mech. Japan, 22, N 6, 251, 1956.
- А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. ГИТТЛ, 1953, стр. 76.
- Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. ГИТТЛ, 1950.
- В. Ф. Казанцев. Метод измерения ультразвуковых напряжений в прозрачных телах. — Акуст. ж., 9, вып. 2, 236, 1963.
- В. Ф. Казанцев. Зависимость производительности от режима резания. — Станки и инструмент, № 3, 12, 1963.
- В. Ф. Казанцев. Зависимость напряжений в материале при ультразвуковой обработке от амплитуды колебаний и силы прижима. — Акуст. ж., 9, вып. 1, 120, 1963.
- В. Б. Вероман. Ультразвуковой метод изготовления твердосплавных штампов. — Передовой научно-техн. и произв. опыт, 2, № 29/2, 1960.
- L. Kors. Probing the Ultrasonic Cutting Process. Metalworking Production, 105, N 6, 51, 1961.
- Б. Х. Мечетнер. Стойкость используемого при ультразвуковой обработке абразива. — Техн.-информ. бюлл. ЦКБ УВУ, № 2 (20), 26, 1961.
- В. Ф. Казанцев. Физические основы процесса ультразвуковой обработки. Канд. дисс. М., 1963.
- G. E. Miller. Special Theory of Ultrasonic Machining. — J. Appl. Phys., 28, N 2, 149, 1957.
- F. J. Jackson. Sonically Induced Microstreaming Near a Plan Boundary. II. Acoustic Streaming. — JASA, 3, N 11, 1387, 1959.
- В. Ф. Казанцев, Ю. Л. Тиссенбаум. О характере движения суспензии абразива при ультразвуковой обработке. — Акуст. ж., 7, вып. 4, 493, 1961.

- И. М. Гиссин, С. В. Жак, Б. С. Фридман. К теории чистой ультразвуковой обработки хрупких материалов. — В сб.: «Ультразвуковой и электроимпульсный методы обработки металлов», Ростов-на-Дону, изд. НИИТМ, 1961, стр. 85.
- Б. В. Гнеденко. Курс теории вероятностей. М., Физматгиз, 1961, стр. 307.
- В. О. Мальчинок, И. А. Уткин. О влиянии высоких внешних давлений на разрушение материала при звуковой обработке твердых тел. — Акуст. ж., 6, вып. 1, 128, 1960.
- Н. М. Ростовцев. О роли кавитации при ультразвуковой обработке твердых тел. — ДАН СССР, 127, № 6, 1210, 1959.
- В. Ф. Казанцев, Ю. Л. Тиссенбаум. Исследование зависимости скорости ультразвуковой обработки от температуры. — Акуст. ж., 7, вып. 2, 260, 1961.
- М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкостей. ГИТТЛ, 1951, стр. 55.
- W. Lehfeldt. Ultraschall in der Feinbearbeitung Schriftenreihe. — Feinbearbeitung, 26, 1958.
- Л. Д. Розенберг, В. Ф. Казанцев, Б. Х. Мечетнер. Повышение производительности ультразвукового резания. — ДАН СССР, 1064, № 2, 311, 1965.
- Л. Д. Розенберг, Б. Х. Мечетнер, В. Ф. Казанцев, Ю. Л. Тиссенбаум. Способ ультразвуковой обработки. Авт. свид. СССР № 49666 от 11.VII 1961 г.
- В. Ф. Казанцев, Б. Х. Мечетнер, Л. Д. Розенберг. Пути повышения производительности и точности ультразвуковой обработки. — Станки и инструмент, № 4, 23, 1966.
- Б. Х. Мечетнер, Д. Ф. Яхимович. Состояние и перспективы развития ультразвуковой размерности обработки. — Станки и инструмент, № 9, 28, 1967.
- И. И. Голямина, Л. И. Ганева. Испытание ферритового преобразователя в режиме резания. — Ультразвуковая техника, 1966.
- С. А. Бойдек, А. Л. Вяткин. Генераторы для ультразвуковых станков с автоподстройкой. — Ультразвуковая техника, 2, 5—12, 1968.

ЧАСТЬ II

**УЛЬТРАЗВУКОВАЯ СВАРКА  
МЕТАЛЛОВ**

*А. М. Мицкевич*

## Часть II

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	73
Глава 1. Некоторые сведения об ультразвуковой сварке металлов . . . . .	75
§ 1. Введение . . . . .	75
§ 2. Взаимодействие сварочного наконечника с деталями . . . . .	77
§ 3. Взаимодействие свариваемых поверхностей . . . . .	82
§ 4. Колебания свариваемых деталей . . . . .	91
§ 5. Колебательные системы для сварки и условия их работы . . . . .	96
Глава 2. Исследования физики процесса ультразвуковой сварки . . . . .	104
§ 1. Введение . . . . .	104
§ 2. Начальная стадия процесса сварки . . . . .	106
§ 3. Последующие стадии сварки . . . . .	110
§ 4. Тепловые процессы при сварке . . . . .	121
§ 5. Некоторые диффузионные явления при ультразвуковой сварке . . . . .	127
§ 6. Представления о механизме ультразвуковой сварки . . . . .	131
Глава 3. Элементы технологии и требования, предъявляемые к оборудованию для ультразвуковой сварки . . . . .	133
§ 1. Введение . . . . .	133
§ 2. Свариваемые материалы . . . . .	134
§ 3. Подготовка деталей к сварке . . . . .	134
§ 4. Ультразвуковые сварочные машины . . . . .	137
§ 5. Электрические генераторы для ультразвуковой сварки. Системы управления и контроля . . . . .	142
§ 6. Выбор режимов . . . . .	145
Глава 4. Промышленные применения . . . . .	148
§ 1. Введение . . . . .	148
§ 2. Характеристики ультразвуковых соединений . . . . .	149
§ 3. Примеры промышленного применения ультразвуковой сварки . . . . .	152
§ 4. Перспективы развития ультразвуковой сварки . . . . .	159
Литература . . . . .	161

## ВВЕДЕНИЕ

Известно много видов сварки, в которых так или иначе используется энергия ультразвуковых колебаний. Один из них — термокомпрессионная сварка с наложением ультразвука. Этот способ по сравнению с термокомпрессионной сваркой без ультразвука позволяет сократить время сварки и снизить процент брака. Проведенные опыты показали, что применение ультразвука при диффузионной сварке в вакууме или в атмосфере инертного газа [1, 2] дает возможность понизить температуру и сократить время сварки. Интересные результаты получены при точечной электросварке с наложением ультразвуковых колебаний на электрод [1, 3], причем ультразвук вводится на различных стадиях сварочного цикла, в результате чего, в частности, удается измельчить дендритную структуру литого ядра и соответственно повысить механические характеристики соединения.

Приведенные примеры говорят о перспективности использования ультразвуковых колебаний в сочетании с известными видами сварки. Однако мы не будем здесь рассматривать эти применения ультразвука подробно, так как технологические особенности и механизм образования соединения в этих случаях ближе к иным видам сварки (термокомпрессионная, диффузионная, контактная), а не к традиционной ультразвуковой.

В этой части книги рассмотрены различные аспекты чисто ультразвуковой сварки металлов, осуществляемой только за счет энергии ультразвуковых колебаний.

Метод ультразвуковой сварки металлов появился сравнительно недавно. Первые опыты были проведены в Германии в 1936 г. фирмой Сименс и Гальске; в 1938—1939 гг. появились два первых патента [4, 5]. Ультразвуковая сварка, скорее всего, была открыта случайно во время опытов по воздействию упругих колебаний на процесс точечной электросварки.

В течение Второй мировой войны (1939—1945 гг.) в Германии был создан ряд устройств для ультразвуковой сварки, в других же странах этот метод сварки широкой известности не получил. Первая послевоенная публикация, в которой упоминается ультразвуковая сварка, появилась в 1950 г. [6]. К этому же времени относится и первая серия отчетов по исследованиям, выполненным фирмой «Aeroprojects Inc.». Эта фирма, а также связанная с ней фирма «Sonobond Corp.» первые в США возобновили исследования ультразвуковой сварки и в настоящее время являются держателями основных относящихся к ней патентов [8], имеют ряд исследовательских групп, работающих по этой тематике, и проводят разработки оборудования, предназначенного для различных областей применения ультразвуковой сварки. В 1955—1956 гг. появились новые американские работы [9] и был выпущен промышленный образец машины для точечной сварки мощностью 2 *квт* (фирма «Sonobond Corp.»). В последующие годы опубликован уже ряд статей, посвященных исследованию процесса ультразвуковой сварки и технологическим вопросам.

Первые отечественные работы по ультразвуковой сварке относятся к 1958 г. [10, 11]. В Советском Союзе различными аспектами ультразву-

ковой сварки в разное время занимались и занимаются Институт металлургии АН СССР, Всесоюзный научно-исследовательский институт электросварочного оборудования (ВНИИЭСО), МВТУ им. Н. Э. Баумана, Научно-исследовательский технологический институт, Акустический институт АН СССР и другие организации.

Итоги целого этапа развития ультразвуковой сварки металлов в Советском Союзе отражены в монографии «Ультразвуковая сварка» [12]. В США сведения об ультразвуковой сварке металлов периодически публикуются в ежегоднике *Welding Handbook*.

Кроме США и Советского Союза, работы по ультразвуковой сварке проводятся в Чехословакии, Голландии, Польше, Швейцарии, Англии, Франции, Западной Германии, Японии.

Развитие ультразвуковой сварки как метода соединения одинаковых и разнородных пар металлов, а также металлов с полупроводниковыми материалами связано с появлением новых для сварочной техники задач. То обстоятельство, что ультразвуковая сварка успешно справляется со многими из этих задач, обусловлено в значительной степени общим прогрессом ультразвуковой техники, и в первую очередь — усовершенствованием преобразователей и стержневых колебательных систем, предназначенных для получения и канализации ультразвуковых колебаний.

Ультразвуковая сварка обладает рядом принципиальных преимуществ. Прежде всего она не сопровождается в оптимальных режимах нежелательными явлениями, присущими различным видам сварки плавлением (появление трещин, поводок, резкого изменения механических свойств на границе литое ядро—основной металл, насыщение газом, образование хрупких интерметаллических фаз и т. д.). Отсутствие значительных тепловых воздействий (сварка происходит в твердом состоянии при температурах, не превышающих обычно температуру рекристаллизации металла, см. гл. 2) и небольшие изменения в металле в зоне сварки по сравнению с основным металлом делают в ряде случаев этот вид сварки единственным возможным способом соединения металлов. Традиционный и наиболее наглядный пример — это соединение фольг со значительными более толстыми деталями (например, медной фольги с толстыми пластинами алюминиевого сплава). В этом случае основной бич сварки плавлением — прожог фольги. В случае приварки металлических проводников к полупроводниковым приборам особенно важно незначительное тепловое и механическое воздействие. Ультразвуковая сварка позволяет получить, например, высококачественное соединение кремния с золотом, причем не только не происходит диффузионного насыщения золотом тонкого полупроводникового слоя, но сохраняются защитные пленки, нанесенные на кремний [13]. При термокомпрессионной сварке свойства полупроводникового перехода могут меняться и происходит разрушение защитных пленок. Следует отметить также весьма низкий по сравнению со сваркой плавлением уровень остаточных напряжений в ультразвуковом сварном соединении.

Ультразвуковая сварка позволяет решать сложную для сварки плавлением задачу — получение замкнутого (герметичного) или незамкнутого шва практически любой конфигурации за один сварочный цикл [14]. Здесь опять-таки проявляется специфика этого вида сварки, при которой нет необходимости в мощном тепловом воздействии, — выделение тепла при ультразвуковой сварке не основной, а сопутствующий фактор.

С указанными принципиальными особенностями ультразвуковой сварки связано и то обстоятельство, что в ряде случаев удается заменить ею другие виды сварки, поскольку она обеспечивает более высокую производительность и механические характеристики соединений (в частности, прочность) [14, 15]. Так, при сварке деталей из материала САП (спеченный алюминиевый порошок), каждая толщиной 1 мм, ультразвуковая сварка обеспечивает прочность в 1,7 раза более высокую, чем при контактной



электросварке [15]. Доступная для ультразвуковой сварки задача соединения алюминия с нержавеющей сталью представляет определенные трудности для контактной электросварки из-за различных электрических сопротивлений и теплопроводностей этих материалов [32].

Значительные затруднения возникают обычно при контактной сварке меди и серебра; они связаны с высокой теплопроводностью этих металлов и отсутствием контактного сопротивления между медным сварочным электродом и медной деталью. Поэтому для сварки меди и серебра требуются не только большие электрические мощности, но приходится усложнять саму технологию сварки (например, применять вольфрамовые наконечники электродов). Ультразвуковая сварка обеспечивает по крайней мере вдвое большую прочность соединений из меди (толщина каждой детали 1 мм), чем при контактной электросварке, причем затраты энергии оказываются в 10 раз меньше [16].

Как уже указывалось, в 1962 г. была выпущена в свет фундаментальная монография, посвященная ультразвуковой сварке [12]. Однако быстрое развитие техники, технологии и представлений о механизме сварки за прошедшие 7 лет внесло, естественно, определенные коррективы в те сведения, которые изложены в работе [12]. Цель настоящей части книги — изложить наиболее интересные или дискуссионные вопросы ультразвуковой сварки, учтя по возможности последние полученные данные.

## Глава 1

### НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СВАРКЕ МЕТАЛЛОВ

#### § 1. Введение

Рассмотрим простейшую схему точечной ультразвуковой сварки, показанную на рис. 1. Здесь 1 — конец стержня<sup>1</sup>, колебания которого вызываются некоторым двигателем, расположенным выше; 2 — сварочный наконечник, колеблющийся с амплитудой  $\xi_0$ ; 3 и 4 — свариваемые пластины<sup>2</sup> (пластину 3, соприкасающуюся с наконечником 2, мы будем в дальнейшем называть «верхней деталью», хотя возможна иная схема сварки, когда наконечник 2 и деталь 3 находятся снизу, тогда рис. 1 повернут в плоскости на 180° относительно точки А); 5 — наконечник опоры; 6 — опора. Пластины 3 и 4 сжаты между наконечниками 2 и 5 некоторой постоянной силой  $N$ . В дальнейшем мы будем также использовать величину  $\sigma = N/S_{II}$ , где  $S_{II}$  — площадь отпечатка сварочного наконечника на детали.

В отечественной и зарубежной литературе стержень 1 и опора 6 имеют несколько названий; стержень называют «инструментом, в котором возбуждены стоячие волны» [12], «продольно-колеблющимся инструментом», «инструментом с продольно-поперечными колебаниями», «продольно-поперечным волноводом» [16—20] и т. д. Стержень 1 возбуждает колебания свариваемых деталей [12] и работает при наличии в нем бегущей

<sup>1</sup> Стержень, сварочный наконечник, наконечник опоры и опора могут иметь и иную форму.

<sup>2</sup> Изображены здесь в виде прямых протяженных пластин, но это далеко не единственный объект ультразвуковой сварки.

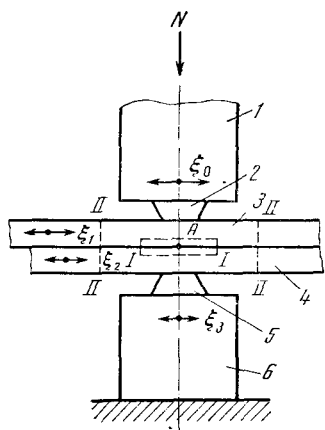


Рис. 1. Схема точечной ультразвуковой сварки

I — зона соединения; II — зона сварки

в результате чего в зоне соединения (I—I на рис. 1) происходит сварка. Площадь зоны I—I меняется с течением времени и после окончания сварки определяет площадь сварного соединения, а высота составляет  $\sim 50-400 \text{ мк}$  (см. гл. 2). Диаметр зоны II—II равен 2—3 диаметрам сварной точки, а высота — суммарной толщине деталей. В зоне сварки наблюдается ряд явлений, лишь косвенно сказывающихся на том, что происходит в зоне соединения. Амплитуду колебаний верхней и нижней деталей в пределах зоны сварки мы будем обозначать соответственно  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , а амплитуду колебаний опоры  $\xi_3$ .

Прежде чем перейти к изложению основного материала, скажем о том, что считать параметрами режима сварки. В работе [20] к ним относят усилие  $N$ , время сварки  $\tau$ , амплитуду  $\xi_0$ , частоту колебаний  $f$ , форму сварочного наконечника и опоры, а также материал, из которого они выполнены, природу и форму свариваемых материалов. В работах [16, 24] к параметрам режима добавляют степень стабилизации питающего электрического напряжения, размеры сварочного наконечника и электрическую мощность на входе преобразователя  $P_{вх}$ .

Как известно, в большинстве случаев рабочая частота сварочной машины фиксирована и незначительно меняется в процессе сварки; время  $\tau$  — параметр, зависящий от  $N$  и  $\xi_0$ , причем выбор  $\xi_0$  и  $N$  так или иначе зависит от природы свариваемых материалов и их толщины. Мощность же  $P_{вх}$  без учета  $\xi_0$ ,  $N$  не является характеристикой режима<sup>1</sup>; вполне реален случай, когда на преобразователь подается большая мощность, а сварки по целому ряду причин не происходит. Что же касается формы, размеров и материалов наконечника и опоры, а также формы (размеров) деталей, то это не параметры, а технологические характеристики сварочной машины и соединяемых деталей. Поэтому в качестве основных параметров режима сварки, с точки зрения образования соединения, рассмотрим величины  $\xi_0$  и  $N$  и зависящую от них величину  $\tau$ ; при определенных технологических условиях некоторые из них влияют на выбор  $\xi_0$ ,  $N$  и  $\tau$ .

упругой волны [19], вызванной потреблением энергии нагрузкой, т. е. сварным соединением. Поэтому мы попросту назовем его «волноводом со сварочным наконечником».

Что касается детали 6, то ее называют «наковальной», «отражателем» [21—23] и т. д. Поскольку деталь 6 обеспечивает сжатие деталей 3 и 4 усилителем  $N$ , мы будем называть ее «опорой». Может и не следовало бы уделять столько внимания терминологии, если бы такие названия как «отражатель» не приводили к недоразумениям. Например, в работе [22] указывается, что опора длиной  $\lambda_{\text{прод}}/4$  отражает ультразвуковую энергию (см. также [23, 41]) в зону сварки (II—II на рис. 1) и даже концентрирует эту энергию с помощью некоторой «линзы», которой служит нижний полусферический конец опоры.

Итак, детали 3 и 4 сжаты между наконечниками 2 и 5 усилием  $N$ , и сварочный наконечник возбуждает их колебания, в ре-

<sup>1</sup> Мощность  $P_{вх}$  скорее характеризует электромеханическую колебательную систему и должна обеспечивать оптимальную для данного случая величину  $\xi_0$ .

## § 2. Взаимодействие сварочного наконечника с деталями

Сварочный наконечник передает необходимое давление  $N$  свариваемым деталям и возбуждает их колебания. Эти два воздействия являются причиной образования сварного соединения. Для выполнения своих функций наконечник должен удовлетворять ряду требований, касающихся его формы, размеров и характера контакта с верхней деталью. Рассмотрим эти требования.

С точки зрения хорошего и стабильного контакта наконечника с деталью казалось бы желательным частичное приваривание наконечника к детали, о чем и сказано в ряде работ [12, 25—27]. Однако приваривание влечет за собой после снятия давления вырывание из верхней детали части материала, приварившейся к наконечнику (рис. 2). Так, при сварке тонких пластин чистого алюминия с помощью стального наконечника (низкоуглеродистая сталь) и при увеличенном времени сварки детали отделяют от наконечника, вырывая при этом сварную точку, приварившуюся к наконечнику. В пластинах остается лишь сквозное отверстие.

Чтобы отделить наконечник от детали, рекомендуют специальный прием — снять давление  $N$  перед выключением колебаний [12, 25, 26]. Однако материал детали все равно переносится на наконечник. Технология сварки усложняется, так как необходимо периодически зачищать наконечник, а это меняет его конфигурацию и сказывается на состоянии его поверхности.

Приваривание наконечника считают положительным фактором для хорошего возбуждения колебаний в деталях, поскольку оно обеспечивает отсутствие проскальзывания наконечника по детали [12]. Но именно как результат приваривания колебания в деталях возбуждаются нестабильно, а отсюда — резкие колебания прочности сваренных подряд точек [28]. Причина этой нестабильности кроется в том, что связь наконечника с деталью зависит от неуправляемого процесса схватывания и от «наволакивания» материала детали на наконечник. К тому же во время сварки меняется нагрузка на колебательную систему, а это вызывает ее расстройку и опять-таки влияет на стабильность прочности.

Итак, ясно, что приваривание наконечника нежелательно; сварка может и должна производиться без такого приваривания [28] (авторы работы [12] придерживаются сейчас такого же мнения [30]). Чтобы ликвидировать приваривание, применяют тугоплавкие и износостойкие наплавки, материал которых обладает минимальной адгезией по отношению к свариваемому материалу [28, 29]<sup>1</sup>. Кроме того, выбирают оптимальные параметры режима сварки, например, минимально допустимое из соображений прочности время  $\tau$  [34]. Следует также ограничивать величину  $\xi_0$ , так как при больших  $\xi_0$  наконечник проскальзывает по детали и она значительно разо-

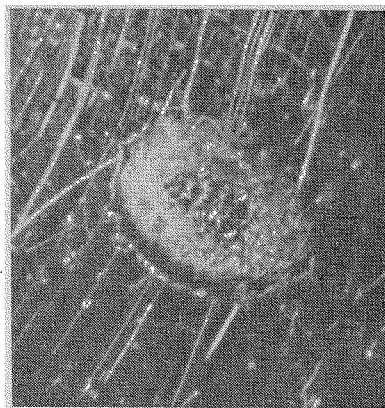


Рис. 2. Отпечаток сварочного наконечника на детали при паличии приваривания

<sup>1</sup> Выбор пар, не обладающих взаимной адгезией, — одна из основных задач при трении поверхностей, которая решается путем экспериментального подбора пар или разработки принципов и критериев их подбора. Поэтому при выборе материала пар наконечник—деталь целесообразно использовать результаты исследований в области трения и износа. Данные по выбору материала, конфигурации и обработке сварочного наконечника приведены в гл. 3.

гревается<sup>1</sup>, что увеличивает вероятность приваривания. Учет этих требований позволил, в частности, производить сварку десятков тысяч соединений из меди, не прибегая к зачистке наконечника [29].

Рассмотрим теперь взаимодействие с деталью наконечников двух основных типов — сферического и плоского [28], считая, что приваривания нет. Однако это не означает, что отсутствует и проскальзывание наконечника, а поскольку оно нарушает стабильное возбуждение колебаний в верхней детали, т. е. ухудшает условия сварки, то мы проанализируем те причины, которые вызывают проскальзывание.

Под действием усилия  $N$  в деталях возникают статические напряжения, распределение которых зависит от размеров и конфигурации наконечника, а также от толщины  $\delta$  и модуля упругости металла детали  $E_d$  (полагаем, что  $E_d$  меньше модуля упругости материала наконечника). Влияние конфигурации наконечника иллюстрируется распределением удельных статических давлений  $\sigma$  в зоне соединения, показанным качественно для сферического [33] и плоского [35] наконечников на рис. 3. Из рисунка ясно видна разница в распределении  $\sigma$ .

Рассмотрим качественную сторону вопроса. Величина  $\sigma$  для плоского наконечника оказывается несколько меньше  $N/S_n$ . На рис. 4, а показаны зависимости  $\sigma$  от толщины деталей  $\delta$  при фиксированных значениях  $N$  и радиуса наконечника  $r$  [35]. Отсюда следует, что с увеличением  $\delta$  величина  $\sigma$  убывает, т. е. для сохранения выбранных оптимальных значений  $\sigma$  при увеличении толщины деталей следует увеличивать  $N$ . Далее, из рис. 4, б, на котором показано распределение  $\sigma$  в зависимости от  $r$  при постоянных значениях  $N$  и  $\delta$ , следует, что это распределение приобретает характерную столообразную форму лишь при достаточно больших  $r$ , тогда как при малых  $r$  максимальные значения  $\sigma$  велики и форма кривой близка к распределению  $\sigma$  для сферического наконечника (см. рис. 3, а).

Среднюю величину  $\sigma$  в зоне соединения для сферического наконечника рассчитать достаточно просто. Для этого нужно сначала определить начальную контурную площадь контакта  $S_{сф}$ , например, с помощью выражения для контакта сферы радиуса  $R$  с плоскостью [36]

$$S_{сф} = 3,5 \sqrt{\left(\frac{NR}{E_d}\right)^2} \quad (\text{при коэффициенте Пуассона } 0,3), \quad (1)$$

где  $R$  — радиус кривизны торца наконечника.

В выражении (1) не принято в расчет, что давление  $N$  действует на зону соединения через верхнюю деталь, что допустимо при малой толщине этой детали. С увеличением же  $\delta$  ошибка возрастает и величина  $\sigma$  получается заниженной. Из выражения (1) видно, что зависимость  $S_{сф}$  от  $N$  и  $R$  не очень сильна. Вычисления по выражению (1) показывают, что начальная контурная площадь соприкосновения  $S_{сф}$  медных деталей с  $\delta=1$  мм при самых разнообразных значениях  $R$  и  $N$ , применяющихся при сварке, составляет от 0,6 до 5,0 мм<sup>2</sup>. Используя расчетные значения  $S_{сф}$ , можно определить среднюю величину  $\sigma$  в зоне соединения<sup>2</sup>:

$$\sigma_{ср} = \frac{N}{S_{сф}}. \quad (2)$$

Как же выбираются значения  $R$  и  $N$ , от которых зависит величина  $S_{сф}$ ? Выбор усилия  $N$ , т. е. одного из параметров режима, показан в гл. 3. Остановимся на выборе радиуса  $R$ . Обычно он произволен, хотя в этом

<sup>1</sup> В условиях проскальзывания ультразвуковая энергия расходуется не на сварку, а на вредный разогрев и деформирование верхней детали.

<sup>2</sup> Расчет распределения  $\sigma$  для общего случая контакта двух твердых тел показан в работе [45]; давление в середине площади соприкосновения превосходит  $\sigma_{ср}$  в 1,5 раза.

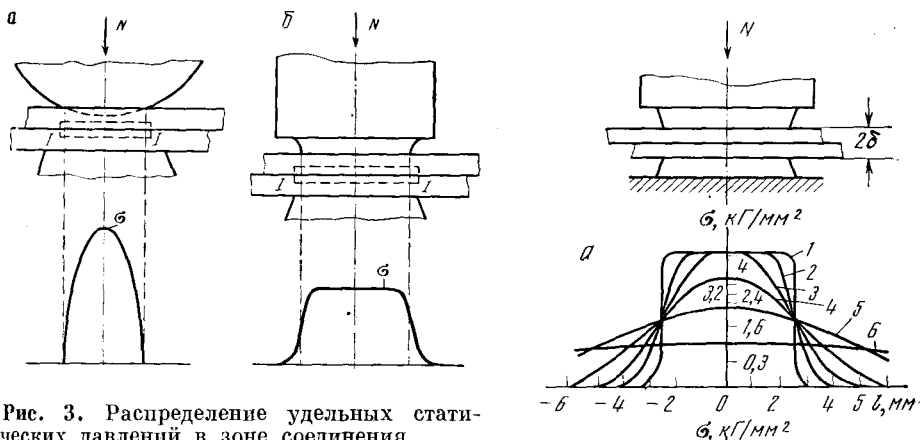
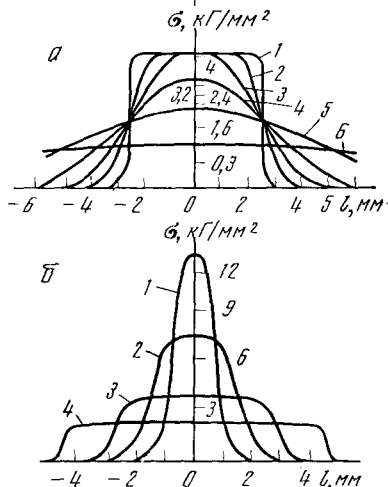


Рис. 3. Распределение удельных статических давлений в зоне соединения

а — для сферического наконечника; б — для плоского наконечника

Рис. 4. Зависимости удельных статических давлений  $\sigma$  от различных факторов [35]

а —  $N=20$  кг,  $r=2,5$  мм (номера кривых соответствуют  $\delta=0,25; 1,0; 2,0; 4,0; 8,0; 16,0$  мм); б —  $N=20$  кг,  $\delta=1$  мм (номера кривых соответствуют  $r=0,625; 1,25; 2,5; 5,0$  мм)



вопросе существуют два мнения. Согласно данным работы [12], радиус должен выбираться малым, а согласно данным работы [34] — достаточно большим из условия

$$R = (50 - 100)\delta. \quad (3)$$

По условию (3) начальная контурная площадь соприкосновения деталей из различных металлов и сплавов при различных  $N$  лежит в пределах нескольких  $\text{мм}^2$ .

Мы считаем, что радиус  $R$  должен выбираться достаточно большим. В противном случае, деформация верхней детали усиливается и уменьшается площадь зоны соединения, т. е. прочность сварной точки. Кроме того, величина  $\sigma$  меняется в процессе сварки значительно сильнее, чем при условии (3), что нежелательно.

Рассмотрим теперь переходный процесс, происходящий при включении колебаний для случая наконечника сферической формы. С включением колебаний появляется тангенциальная сила  $F$ , способная вызвать проскальзывание наконечника по детали. Проскальзывание в начале сварки возникнет, если

$$F > \mu_c N, \quad (4)$$

где  $\mu_c$  — коэффициент статического сухого трения ( $\mu_c < 1$ ).

Возможность проскальзывания связана с двумя конкурирующими обстоятельствами. Первое — во время сварки наконечник контактирует с поверхностью детали, отчасти свободной от окисных пленок. Поэтому, строго говоря, в условии (4) должен фигурировать уже другой коэффициент трения  $\mu_d \neq \mu_c$ . Этот «динамический» коэффициент сухого трения может превосходить  $\mu_c$  в 2—3 раза [69]<sup>1</sup>. Соответственно, сила сопротивления  $\mu_d N$  тангенциальной силе  $F$  возрастает во столько же раз, и вероятность проскальзывания уменьшится. Второе — сила  $F$  непосред-

<sup>1</sup> Рассуждение относится к не слишком большим  $\xi_0$ . При больших  $\xi_0$  оно неверно, так как при этом следует рассматривать не сухое трение поверхностей, а вязкое трение в слое пластичного металла под наконечником.

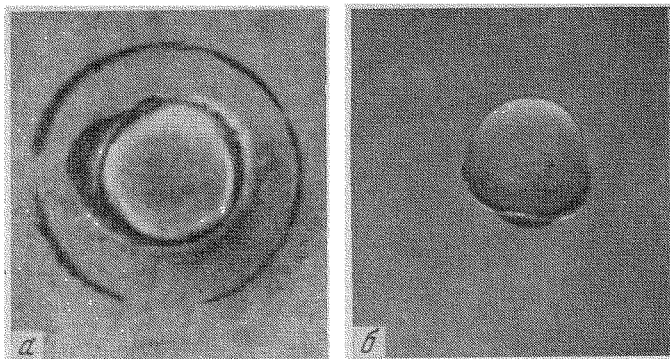


Рис. 5. Отпечатки сварочных наконечников на детали  
 а — плоский наконечник; б — сферический

ственно связана с амплитудой колебаний наконечника  $\xi_0$ . Величина  $\xi_0$  возрастает в начале сварки с большей или меньшей скоростью, в зависимости от добротности механической колебательной системы  $Q$ . Действительно, при большом  $Q$  время нарастания амплитуды  $\xi_0$  и силы  $F$  будет большим и вероятность проскальзывания уменьшится по сравнению со случаем малодобротной (быстроустанавливающейся) системы. Однако при большом времени нарастания сила сопротивления (т. е.  $\mu_0$ ) также увеличивается медленнее. Эти соображения следует дополнить результатами анализа кинематики взаимодействия сферы с плоскостью [36], показывающими, что вероятность проскальзывания уменьшается с увеличением  $R$  и  $N$  (при этом увеличивается предельное значение  $F$ ). Подчеркнем, что при сварке сферическим наконечником опасность проскальзывания существует в течение всего сварочного цикла.

Рассуждения о влиянии характера контакта и величины  $Q$  на силу сопротивления, т. е. на возможное проскальзывание, полностью применимы и к случаю плоского наконечника, но только в самом начале сварки. Дело в том, что уже при  $\tau$ , равном от 0,2 до 0,3 сек (сварка медных пластин), отпечаток наконечника на поверхности детали имеет ту же конфигурацию и площадь, что и сам наконечник, а затем происходит лишь его равномерное заглубление в деталь. При этом наконечник воздействует на стенки отпечатка, деформируя их упруго-пластически и стабильно возбуждая колебания детали, так как проскальзывание невозможно.

Для сравнения на рис. 5 приведены соответственно фотографии отпечатков плоского (а) и сферического (б) наконечников после сварки. Очевидно, что удельное давление  $\sigma$  при сварке плоским наконечником практически не меняется, тогда как при сварке сферическим наконечником площадь контакта наконечник—деталь непрерывно увеличивается, и соответственно величина  $\sigma$  в зоне соединения непрерывно уменьшается. Условия сварки по нормальному давлению изменяются. Например, при сварке медных пластин ( $R=15\div 20$  мм,  $N=100$  кг) [12] первоначальная площадь отпечатка согласно выражения (1) составляет  $1,1$  мм<sup>2</sup>, а измеренная в конце сварки  $\sim 13$  мм<sup>2</sup>. Соответственно,  $\sigma$  уменьшается с  $90$  кг/мм<sup>2</sup> (т. е. давления, превышающего микротвердость меди) до  $7,7$  кг/мм<sup>2</sup> (предел текучести меди). Это иллюстрируется качественно рис. 6, где показано распределение  $\sigma_1$  до включения колебаний (площадь контакта  $S_1$ ) и на некоторой стадии сварки  $\sigma_2$  (площадь  $S_2$ ). При выборе  $R$  согласно (3) изменения  $\sigma$  в течение сварки менее значительны<sup>1</sup>, и условия по нормаль-

<sup>1</sup> В следующем параграфе продолжается рассмотрение условий сварки в зоне соединения.

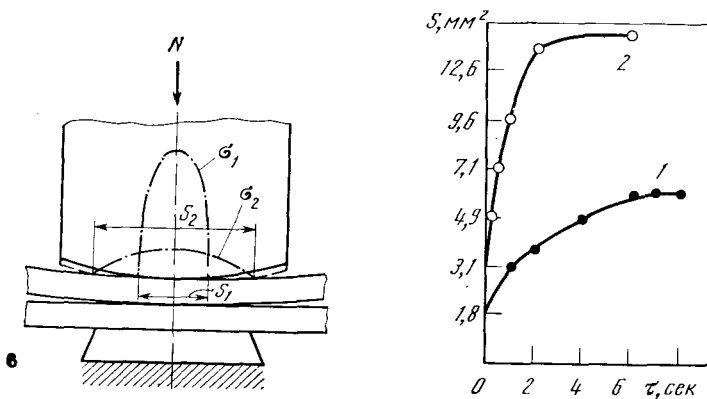


Рис. 6. Изменение распределения удельных статических давлений во время сварки сферическим наконечником

Рис. 7. Зависимость площади контакта наконечник—деталь от времени при амплитудах колебаний наконечника 20 мк (кривая 1) и 35 мк (кривая 2) [37]

ному давлению приближаются к тому, что обеспечивает плоский наконечник.

Интересно отметить, что скорость роста площади  $S$  и соответственного уменьшения  $\sigma$  зависит от амплитуды  $\xi_0$  [37]. Из рис. 7 видно, что величина  $S$  растет быстрее при больших  $\xi_0$ , и скорость ее роста неравномерна во времени (см. также [16]). Если предположить, что при работе с плоским наконечником существует аналогичная зависимость от  $\xi_0$  скорости заглабления наконечника в деталь, то деформация верхней детали для сферического наконечника должна быть меньше, чем для плоского. Действительно, деформация верхней детали за время сварки с применением сферического наконечника составляет 5—10% от толщины деталей [12, 34], а плоского наконечника — до 20% и более. Поэтому, чтобы уменьшить нежелательную деформацию верхней детали, рекомендуют уменьшать значение  $N$  в процессе сварки с помощью плоского наконечника [40].

Рассмотрим некоторые явления, протекающие в объеме деталей. Совместное действие нормального усилия  $N$  и тангенциальной силы  $F$ , меняющейся с высокой частотой, вызывает, как указывалось, упруго-пластическое или даже пластическое деформирование детали вблизи наконечника. Это подтверждается простым опытом. Отжиг соединения из меди,



Рис. 8. К объемному деформированию свариваемых деталей

а — модельная фотоупругая картина напряженных областей в прозрачных деталях [19]; б — распределение зон межкристаллитной коррозии в сварном соединении из сплава Д16АТ [41]; время сварки превышает оптимальное время в несколько раз

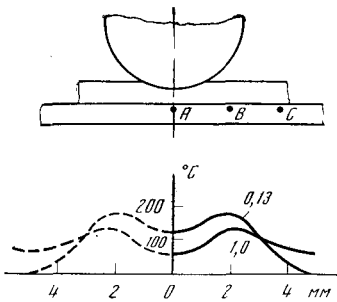


Рис. 9. Распределение температур в деталях при двух различных  $\tau$  при сварке пары железо—константан

Точки А, В, С — положение искусственных термопар

сваренного с помощью плоского наконечника, приводит к образованию на поверхности детали вокруг отпечатка рекристаллизационной зоны в виде эллипса, большая ось которого совпадает с направлением колебаний наконечника [31]. Отсюда следует, что металл в этой зоне пластически деформирован (критическая степень деформации — единицы процентов).

Предпринимались попытки моделировать воздействие наконечника на деталь на фотоупругих моделях [19].

На рис. 8, а показана фотоупругая картина напряженных (светлых) областей на модели при наложении статической нормальной и низкочастотной тангенциальной силы [19]. Интересно сопоставить эту фотографию с рис. 8, б<sup>1</sup>, где показана схема распределения зон наиболее сильной межкристаллитной коррозии, полученная при длительных коррозионных испытаниях ультразвуковых сварных соединений из сплава Д16АТ [41]. Сопоставление позволяет заключить, что воздействие сил  $N$  и  $F$  вызывает напряжения не только вблизи наконечника, но и в теле детали.

Говоря о механических явлениях, нельзя не упомянуть о связанных с ними тепловых процессах в зоне сварки (II—II на рис. 1).

Естественно ожидать, что показанные на рис. 8, б зоны, подвергающиеся знакопеременным деформациям, окажутся источником тепла, и этот источник, поскольку картина симметрична относительно оси соединения, должен быть кольцевым. Действительно, при сварке малотеплопроводных металлов на поверхности детали вокруг наконечника возникает кольцо цветов побежалости [12]. Прямые измерения температуры на таких металлах (малая скорость выравнивания температуры по деталям) позволили обнаружить этот кольцевой источник [12].

На рис. 9 показано распределение температур по сечению деталей при сварке константана ( $\delta=0,65$  мм) с железом ( $\delta=10$  мм). При времени  $\tau=0,13$  сек температура на расстоянии 1,5—2 мм от оси зоны соединения выше, чем на оси. Подробные сведения о тепловых явлениях при сварке рассмотрены в гл. 2.

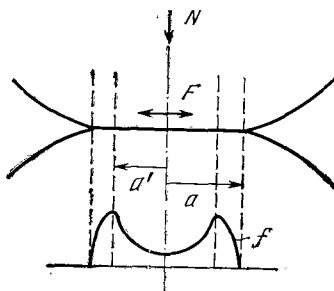
### § 3. Взаимодействие свариваемых поверхностей

Как говорилось в предыдущем параграфе, верхняя деталь колеблется с частотой  $\omega$ , что эквивалентно действию тангенциальной силы  $F\sin\omega t$  со стороны верхней детали на нижнюю в зоне соединения. Кроме того, в этой зоне существует изменяющееся со временем распределение статических давлений  $\sigma=N/S_{\text{н}}$ , разное для сферического и плоского наконечников.

<sup>1</sup> Рисунки 8, б; 11, з, д, е, 44, б [41] публикуются впервые. Они любезно предоставлены автору проф. А. А. Аловым.



Рис. 10. Распределение удельной тангенциальной силы  $f$  в зоне контакта двух шаров, сжатых центральной силой  $N$  и находящихся под действием знакопеременной тангенциальной силы  $F$



В этом параграфе рассмотрены явления в зоне соединения, обусловленные не только сжимающей силой  $N$ , но и тангенциальной силой  $F$ . Цель рассмотрения — выяснить некоторые условия сварки. Исследуя эти явления, целесообразно использовать результаты работ, посвященных сухому трению поверхностей, тем более, что одна из исследованных кинематических пар (шар—плоскость) соответствует схеме сварки. Использование работ по трению при рассмотрении ультразвуковой сварки оказалось достаточно плодотворным [41, 53, 80]. Однако исследования показывают, что более широкое, чем в указанных работах, сопоставление взаимодействия поверхностей при трении и при сварке позволяет сделать интересные практические выводы.

Рассмотрим вначале данные, полученные при использовании сферического сварочного наконечника. В работе [81] исследовалась зона контакта двух шаров, сжатых центральной силой  $N$  и находящихся под действием тангенциальной переменной по направлению силы  $F$ , причем  $F \leq \mu_c N$ , где  $\mu_c N$  — сила статического трения,  $\mu_c$  — коэффициент трения (условия, когда  $F \leq \mu_c N$  называются условиями предварительного смещения [83], или микросдвига [84], подробнее рассмотрены ниже). Допуская, что во всех точках контакта шаров выполняется условие

$$f \leq \mu_c \sigma, \quad (5)$$

где  $f$  — удельная тангенциальная сила, можно показать, что соприкасающиеся поверхности шаров сдвигаются неупруго друг относительно друга в пределах некоторого кольца, внутри которого сдвига нет, хотя величины  $f$  здесь отличны от нуля [82].

На рис. 10 показано распределение сил  $f$ , когда соблюдается условие (5), причем обозначенные здесь радиусы  $r=a$ , где

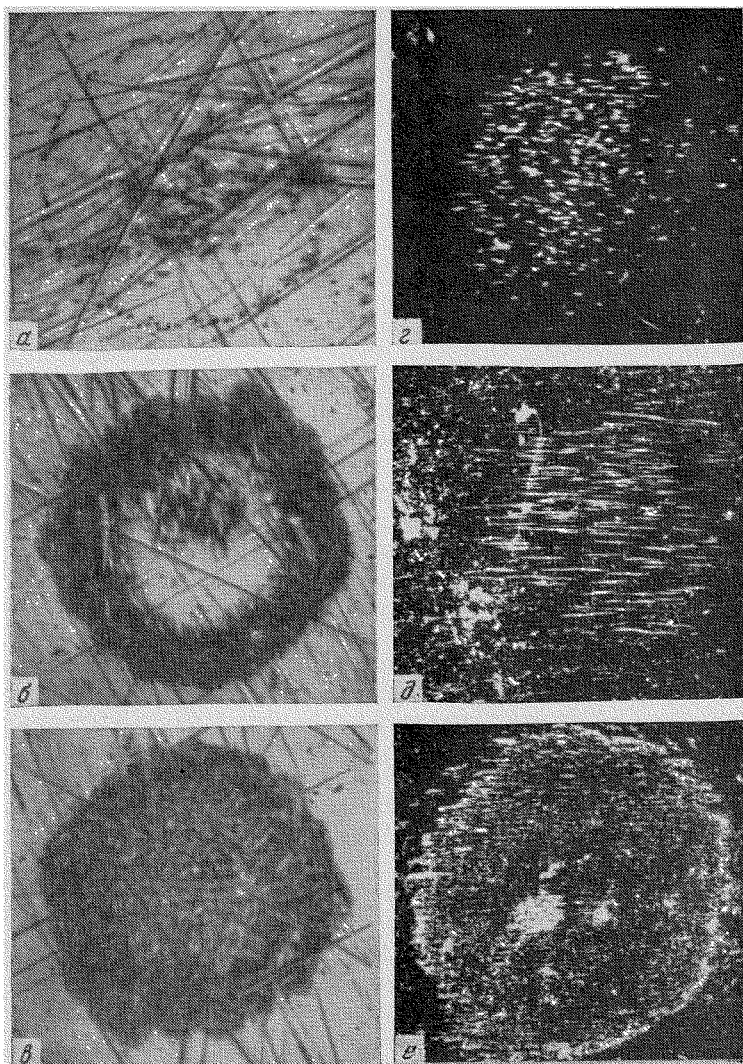
$$a = 1,11 \sqrt[3]{NR/E} \quad (6)$$

есть известная формула Герца [33], и  $r=a'$  ограничивают кольцо, где происходит сдвиг. Из рис. 10 видно, что при  $r=a'$  сила  $f$  максимальна, а в окрестности  $r=0$  сила  $f$  заметно меньше и меняется плавно. Внутри круга радиуса  $a'$  сдвиг отсутствует. Согласно [81],

$$\frac{a'}{a} = \left(1 - \frac{\mu}{\mu_c}\right)^{1/3}, \quad (7)$$

т. е. при увеличении силы  $F$  и соответственно коэффициента  $\mu$ , вплоть до предельных величин  $\mu_c$  и  $F_{II} = \mu_c N$ , радиус круга, в котором отсутствует неупругий сдвиг, будет уменьшаться до нуля (кольцо расширяется к центру)<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Отметим, что измеренные потери энергии в контакте возрастают независимо от абсолютных значений радиуса шара  $R$  и величин  $F$ ,  $N$  также при  $\mu \rightarrow \mu_c$  [36], т. е. при таких значениях  $\mu$ , когда, вследствие нарушения непрерывности окисных пленок, вступают в действие силы адгезии [38].



**Рис. 11.** Сопоставление картины износа в контакте шар—плоскость при трении (а—в) [36] и при сварке сферическим наконечником (з—е) [41]

а, б, в соответствуют  $\mu/\mu_0 = 0,16; 0,64$  и  $1,0$ ; з, д —  $\tau = 0,2$  и  $0,8$  сек, средний размер зерен металла  $9000 \text{ мк}^2$ ; е —  $\tau = 2,0$  сек. средний размер зерен металла  $200 \text{ мк}^2$

В работе [36] указанные выводы были подвергнуты всесторонней экспериментальной проверке и обнаружилось хорошее соответствие теории и эксперимента. Эксперимент проводился на паре шар—плоскость при различных радиусах шара  $R$ , осевых нагрузках  $N$  и значениях осциллирующей силы  $F \sin \omega t$  ( $\omega = 46,5$  гу, число последовательных осцилляций доходило до  $4 \cdot 10^5$ ), при  $F \leq F_n$ . Прежде всего оказалось, что на плоскости образуется кольцо износа, тонкое при малых  $\mu = F/N$  (рис. 11, а), соответствующее особенности в распределении  $f$  (при  $r = a'$ ), показанном на рис. 10. С увеличением  $F$  и  $\mu$  внутренний радиус кольца уменьшается в соответствии с выражением (7), т. е. кольцо расширяется к центру (рис. 11, б, в). Внутри кольца наблюдается полировка поверхности, связанная с тем, что величина  $f$  в центре значительно меньше ( $f < 0,1 \sigma$ ), чем при  $r = a'$ . Полировку объясняют неупругим взаимодействием микро-

неровностей на поверхности шара и плоскости при упругом взаимодействии самих этих тел [36]. Что же касается кольцевой зоны износа, то она возникает вследствие больших значений  $f$  в этой зоне (при  $r=a'$ ), из-за чего значительно нарушается непрерывность окисных пленок, происходит приваривание поверхностей там, где пленки растрескались с последующим разрушением сварившихся мест, в результате чего появляется износ. Полированное пятно внутри кольца износа образуется потому, что малые деформации (малые значения  $f$ ) слабо нарушают непрерывность окисных пленок и происходит не приваривание, а полировка, т. е. пластическое растекание микронеровностей. Растекание это обусловлено динамическими сдвиговыми деформациями, снижающими предел текучести металла в соответствии с критерием Генки-Мизеса (подробнее см. гл. 2).

В рассматриваемых опытах обнаружены еще две интересные закономерности. Предельная величина силы  $F_n$ , вызывающая относительный сдвиг поверхностей, возрастает с увеличением  $R$  и  $N$ . Кроме того, с увеличением  $R$  (при  $N=\text{const}$ ) ослабляется особенность в распределении  $f_{r=a'}$  и распределение приобретает более плоскую форму.

Сопоставим приведенные результаты со случаем сварки сферическим наконечником. Здесь та же пара сфера—плоскость и те же действующие силы  $N$  и  $F\sin\omega t$ . (То обстоятельство, что сферический наконечник радиуса  $R$  воздействует на зону соединения через тонкую верхнюю деталь, эквивалентно некоторому увеличению  $R$ .) Поэтому при сварке можно ожидать, что в зоне соединения обнаружатся явления, подобные описан-

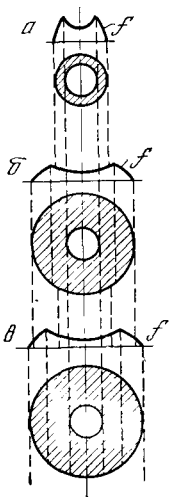
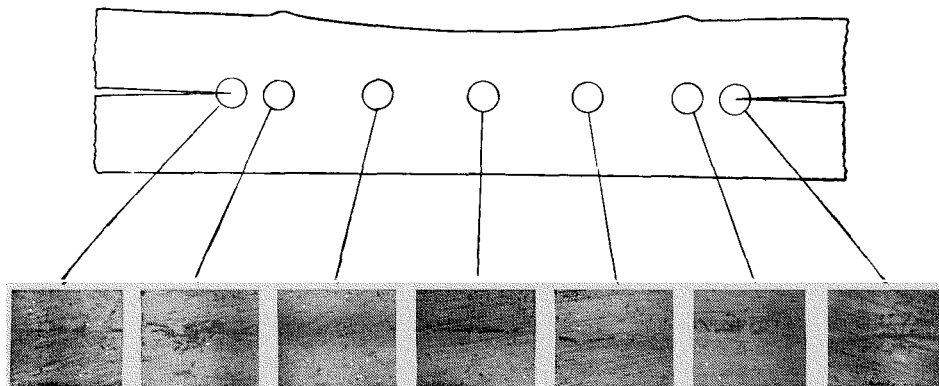


Рис. 12. Схема развития соединения при сварке сферическим наконечником

Рис. 13. Распределение обломков искусственных окисных пленок в зоне соединения при сварке сферическим наконечником [70]



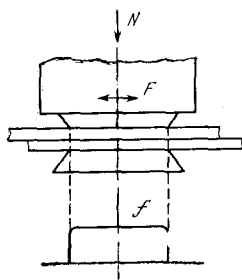


Рис. 14. Распределение удельных тангенциальных напряжений в зоне соединения при сварке плоским наконечником

обнаруживается непроваренная область [34]. Вызвано это тем, что при больших  $R$  распределение  $f$  более «размазано», чем это показано на рис. 10—особенность при  $r=a'$  имеет не такой резкий характер, величины  $f$  в окрестности  $r=0$  невелики и недостаточны, чтобы вызвать сварку. Если объяснять возникновение непроваренной области в терминах предельной силы  $F_n$ , то в этом случае при сварке сила  $F$ , связанная с амплитудой  $\xi_1$ , не достигает предельной величины  $F_n$  (напомним, что  $F_n$  возрастает с увеличением  $R$ ), способной вызвать относительный сдвиг деталей в зоне соединения не только внутри некоторого кольца шириной  $a-a'$ , но и по всей зоне соединения.

В работе [70] отмечено, что зона соединения при малых  $\xi_1$ , т. е. малых  $F < F_n$ , располагается по кольцу, внутри которого встречаются лишь отдельные зоны схватывания. Если увеличивать  $\xi_1$ , т. е. увеличивать  $F$ , то сварка, в соответствии с закономерностями износа при трении, происходит по всей площади контакта, однако первые зоны схватывания, возникающие в течение переходного процесса за время  $\tau_1$ , все равно образуют кольцо. Интересно сопоставить расположение зон схватывания при сварке и зон износа при трении, показанных на рис. 11,  $a-e$ . Зоны схватывания при сварке меди  $\delta=1$  мм при увеличении времени  $\tau$ , соответствующем увеличению  $F$ , показаны на рис. 11,  $g-e$  [41]. Фотографии, приведенные на рис. 11, обнаруживают заметное сходство, если сравнивать их по мере увеличения времени сварки, соответствующего увеличению отношения  $\mu/\mu_0$  (или  $F/F_n$ ) в случае трения. Более того, внешний радиус области схватывания (на рис. 11,  $g$  равный 1,4 мм) близок к расчетному по выражению (6) радиусу  $a=1,2$  мм, полученному с учетом поправки на толщину верхней детали (радиус наконечника  $R=15$  мм,  $N=165$  кг) [41].

Итак, мы установили определенное соответствие явлений, наблюдаемых при сварке сферическим наконечником и при трении пары сфера—плоскость  $F \leq F_n$ , что позволяет применять закономерности трения [36] к случаю ультразвуковой сварки металлов. По нашему мнению, наиболее важная закономерность для случая сварки заключается в том, что с увеличением радиуса наконечника  $R$  распределение  $f$  в зоне соединения становится более равномерным, а  $F_n$  увеличивается, т. е. уменьшается вероятность проскальзывания деталей, хотя в середине зоны соединения сварка может и не происходить.

<sup>1</sup> В предыдущем параграфе уже рассматривался вопрос о влиянии добротности механической колебательной системы на взаимодействие наконечника с верхней деталью. В дальнейшем мы будем использовать понятие времени нарастания  $\tau_1$ , в течение которого  $F < F_n$  (или  $\xi_1 < x$ , см. ниже). Как будет видно из дальнейшего, интервал «предварки»  $\tau_1$  определяет последующее течение процесса.

ным выше. Такое предположение тем более справедливо, что при сварке сила  $F$ , непосредственно связанная с амплитудой колебаний верхней детали  $\xi_1$ , нарастает так же, как и  $\xi_1$  (полагаем  $\xi_2=0$ ), — от нуля до некоторой установившейся величины в течение ряда периодов колебаний и в любом случае<sup>1</sup> будет какое-то время меньше  $F_n$ . Действительно, замечено, что при ультразвуковой сварке вначале соединение образуется по кольцу, внутри которого происходит полировка поверхности деталей. При больших  $R$  на этом полированном участке соединения сварка не происходит вовсе, соединение образуется по кольцу, внутри которого

Сопоставляя трение и сварку, мы рассматривали главным образом те явления, которые протекают в начале сварки, в течение переходного процесса длительностью  $\tau_1$ . К последующим стадиям сварки такое рассмотрение применимо лишь отчасти; они рассмотрены в следующей главе. С окончанием переходного процесса сила  $F$  остается приблизительно постоянной ( $\xi_1$  меняется слабо), но в то же время, как показано в предыдущем параграфе, непрерывно возрастает радиус отпечатка наконечника на верхней детали. Возрастание этого радиуса и соответственное изменение распределения  $\sigma$  (см. § 1) эквивалентно непрерывному увеличению радиуса самого наконечника во время сварки. Поэтому величины  $f$  в зоне соединения будут уменьшаться ( $F \approx \text{const}$ ). Возрастание радиуса и соответствующее изменение распределения  $f$  показано качественно на рис. 12, из которого видно, что соединение образуется как бы из отдельных колец (заштрихованы), а каждое кольцо возникает под действием наконечника все большего радиуса. Изменения окажутся менее значительными, если мы применим для сварки наконечник большего радиуса. Этот случай иллюстрируется рис. 12, б и в.

Следует подчеркнуть, что все описанные явления, наблюдаемые при сварке (образование кольца, расширяющегося внутрь, полировка в центре кольца и т. д.), непосредственно влияют на структуру зоны соединения. Действительно, забегаая вперед, сошлемся на работы [41, 70], в которых исследовался характер деформаций в зоне соединения по микроструктуре образцов, имевших перед сваркой твердое поверхностное покрытие (анодирование). Оказалось, что покрытие во время сварки растрескивается и его обломки легко обнаруживаются на микрошлифах (рис. 13) [70]. В соответствии с распределением  $f$  (см. рис. 10) у краев сварного соединения видны скопления темных обломков, а в центре, где  $f$  мало и меняется плавно, покрытие лишь слегка растрескалось.

Рассмотрим взаимодействие деталей в случае применения плоского наконечника. Распределение  $f$  можно найти, проведя рассмотрение, аналогичное проведенному в работе [81] на основе условия (5). Однако мы поступим проще и перейдем к распределению для плоского наконечника, увеличивая радиус сферы  $R$  ( $R \rightarrow \infty$ ). Тогда особенность при  $r = a'$  (см. рис. 10) вырождается и распределение  $f$  приобретает вид, показанный на рис. 14, т. е. не имеет особенности, приводящей к образованию кольца. Имея в виду такую однородность удельной тангенциальной силы  $f$ , следует ожидать при сварке плоским наконечником в зоне соединения равномерную полировку поверхностей деталей при  $\tau < \tau_1$ . С окончанием переходного процесса, при достаточно больших  $f$  должны появляться зоны схватывания. Ввиду отсутствия особенностей взаимодействия поверхностей деталей, характерных для сферического наконечника, появление зон схватывания будет зависеть от микрогеометрии поверхностей (см. гл. 2), т. е. эти зоны должны возникать в произвольных местах зоны соединения. Из фотографий, приведенных на рис. 15 (поверхности деталей

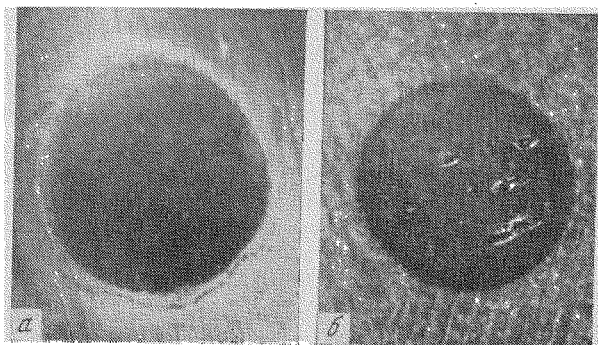


Рис. 15. Явления в зоне соединения при сварке плоским наконечником

а — полировка поверхности детали ( $\tau < \tau_1$ ); б — первые зоны схватывания ( $\tau \approx \tau_1$ );  $\times 7$

в зоне соединения при сварке меди), видно, что вначале происходит равномерная полировка (рис. 15, а), а затем возникают зоны схватывания, расположенные в произвольных местах (рис. 15, б); соединение разорвано. Все это обусловлено однородным квазиупругим (при малых  $\xi_1$  и  $F$ ,  $\tau < \tau_1$ ), а затем неупругим (при больших  $\xi_1$ ,  $F \approx F_n$ ,  $\tau \geq \tau_1$ ) сдвигом в зоне соединения, причем взаимодействие поверхностей определяется их микрогеометрией, а не конфигурацией взаимодействующих тел, как это имело место для пары шар—плоскость.

Очевидно, что для сварки такая однородность сдвига по всей зоне соединения предпочтительнее неоднородного сдвига, создаваемого сферическим наконечником. Однородный сдвиг обеспечивает одинаковые условия по всей зоне соединения и позволяет, например, исключить несваренную область в центре сварной точки.

До сих пор мы рассматривали все время тангенциальную силу  $F$ , зависящую от  $\xi_1$ , и обусловленное этой силой распределение  $f$  в зоне соединения. Это было удобно для сопоставления с работами по трению и позволило объяснить наблюдаемые при сварке явления. Далее, при рассмотрении условий сварки, как таковой, естественно перейти от предельной силы  $F_n$  ( $F_n = \mu_c N$ ), вызывающей макросдвиг свариваемых поверхностей, к непосредственно связанной с ней предельной величине предварительного смещения или микросдвига поверхностей  $x$ , выраженной, например, в микронах, и сравнивать ее<sup>1</sup> с амплитудой колебаний верхней детали  $\xi_1$ . Сравнение  $x$  и  $\xi_1$  удобно потому, что величину  $x$  можно рассчитать (и это показано ниже) для взаимодействия сферы с плоскостью и двух плоскостей, а величину  $\xi_1$  можно измерить. Прежде чем приводить эти расчеты и методы измерения  $\xi_1$ , поясним смысл величины  $x$ .

Смещение  $x$  называется предварительным, ибо это мера такого смещения тел (находящихся под действием сил  $F$  и  $N$  или  $N$  и  $F \sin \omega t$ ), которое предшествует их действительному необратимому смещению или проскальзыванию. Мы видели, что проскальзывание возникает только после сложных процессов упругого и неупругого сдвига тел, обусловленного их геометрией и микрогеометрией поверхностей. Несомненно, что предварительное смещение имеет место и при сварке. Это видно хотя бы из того, что при малых  $\xi_1$  в случае сферического наконечника сварка происходит только по кольцу, т. е.  $\xi_1 < x$ . В случае плоского наконечника при  $\xi_1 < x$  происходит полировка поверхностей по всей зоне соединения.

Далее, несваренная область в центре при больших радиусах наконечника свидетельствует о сварке также в условиях  $\xi_1 < x$  (если бы  $\xi_1$  превосходило  $x$ , то этой области не было бы, так как поверхности должны смещаться при  $\xi_1 < x$  по всей зоне соединения)<sup>2</sup>. Как раз это и наблюдается при малых  $R$  и увеличении  $\xi_1$ . Экспериментальные величины  $\xi_1$  при сварке различных металлов составляют от 3 до 16 мк [57], а величины  $x$  при трении разных пар металлов от 0,85 до 25 мк [36], т. е. величины  $x$  и  $\xi_1$  перекрываются. Явление предварительного смещения наблюдается как при статическом (однаправленном) сдвиге поверхностей, так и при колебаниях тел возле положения равновесия при низкой частоте колебаний (46,5 гц) и высокой частоте (100 кгц) [85]. Поясним, в чем состоит сдвиг поверхностей при сварке, если  $\xi_1 > x$ . Тогда уже поверхности не только пластически деформируются без проскальзывания под действием танген-

<sup>1</sup> Переход к сравнению величин  $x$  и  $\xi$  сделан из соображений удобства. Чтобы избежать недоразумений, подчеркнем, что сила  $F$  (вообще говоря, комплексная величина  $\tilde{F}$ ) реально существует при сварке. Она характеризует, в частности, мощность  $\text{Re } \dot{N}$ , затрачиваемую на сварку, так как  $\text{Re } \dot{N} = \text{Re } (\tilde{F} \dot{\xi}_0)$ .

<sup>2</sup> Здесь уместно еще раз подчеркнуть ту особенность взаимодействия сферы с плоскостью, что, хотя поверхности в зоне соединения не проскальзывают друг относительно друга как целое ( $\xi_1 < x$ ), проскальзывание все же имеет место в пределах некоторого кольца, в силу чего в зоне соединения, если исключить неспаренный центр, наблюдаются значительные пластические деформации, отмеченные в работе [34].

диальной силы, но и проскальзывают (смещаются) в обе стороны от положения равновесия за пределы участка пластического деформирования (на этом участке  $\xi_1 \leq x$ ) на малую величину  $\xi_1 - x$ . С увеличением  $\xi_1 - x$ , т. е. величины этого знакопеременного проскальзывания, возрастает вероятность разрушения возникших зон схватывания, процесс все больше переходит в область сварки трением сдвигом, когда  $\xi_1$  заведомо превосходит  $x$ . Это опять-таки отражается на микроструктуре зоны соединения (см. гл. 2). Здесь имеет смысл вспомнить о переходном процессе установления колебательной системы и соответствующем интервале  $\tau_1$  нарастания  $\xi_1$  до установившейся величины. Пластическое деформирование поверхностей в зоне соединения приводит к их сближению («полировка») при  $\xi_1 \leq x$ . Если временной интервал  $\tau_1$ , когда  $\xi_1 < x$ , очень мал, то сближение поверхностей будет еще незначительным (физический контакт реализуется по отдельным высоким микронеровностям, так как они не успели еще пластически растечься), а знакопеременное скольжение ( $\xi_1 > x$  при  $\tau > \tau_1$ ), влекущее за собой разрушение металла в местах схватывания, уже возникает. Происходящее многократно разрушение и повторное образование зон схватывания вызывают значительную деградацию структуры металла в зоне соединения [41]. Очевидно, что, если  $\xi_1 \simeq x$ , грубых нарушений структуры металла в зоне соединения быть не должно.

Мы еще не можем окончательно решить здесь вопрос, какие условия оптимальны для сварки:  $\xi_1 < x$  или  $\xi_1 > x$ . Чтобы ответить на него, требуется всестороннее рассмотрение процесса сварки, которому будет посвящена гл. 2. В этом параграфе мы хотим лишь показать, что оба условия при сварке возможны, и выяснить, от чего зависит их осуществление.

Перейдем к определению величины  $x$ . Для этого можно воспользоваться формулами, приведенными в работах [36, 80—82] и в более поздней работе [86]. Эти формулы получены на основе анализа взаимодействия сферы с плоскостью при действии силы  $N$  и знакопеременной силы  $F$ . Для случая плоскость—плоскость их поверхности рассматривают как набор единичных сфер, имеющий некоторое распределение радиусов и высот этих сфер, что хорошо аппроксимирует реальную микрогеометрию поверхностей [86].

Для контакта сферы с плоскостью при  $F = F_n = \mu_c N$  [36]:

$$x \simeq 0,57\mu_c \sqrt[3]{\frac{1}{R} \left(\frac{N}{E}\right)^2}, \quad (8)$$

откуда видно, что величина  $x$  прямо пропорциональна  $\mu_c$ , который обычно не превосходит величины 0,5—0,6. Как указывалось выше, после растрескивания окисных пленок  $\mu > \mu_c$ , но величина  $\mu$  уже скорее не коэффициент трения, а некоторая характеристика сварных связей между поверхностями. Применимость выражения (8) при  $\mu > \mu_c$  не установлена.

Зависимость  $x$  от  $N$ , а особенно от  $R$  более слабая. Например, при увеличении  $R$  на порядок  $x$  уменьшается вдвое, а при таком же увеличении  $N$  величина  $x$  возрастает в 5 раз. В работе [80] выполнены оценки  $x$  для ряда металлов по выражению, аналогичному (8). Например, для мягкой стали (при  $N = 10^8$  дин,  $R = 0,5$  см) получено  $x \simeq 10$  мк.

Для контакта плоскости с плоскостью [86]:

$$x = \sqrt{2R_1 h_{\max}} \left(\frac{N}{SH_B b}\right)^{1/2\nu} \left[ (2\sqrt{1 + \mu^2})^{1/2\nu} - 1 \right], \quad (9)$$

где  $R_1$  — средний радиус микронеровностей поверхностей;  $h_{\max}$  — их максимальная высота;  $S$  — геометрическая площадь контакта (в нашем случае  $\sim S_n$ );  $H_B$  — твердость материала поверхностей по Бринеллю;

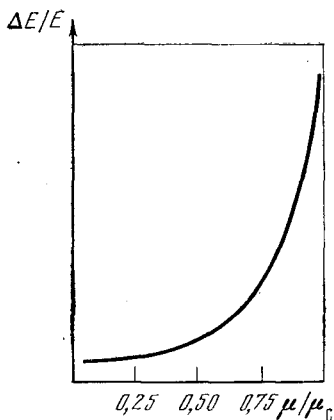


Рис. 16. Рост необратимых потерь в контакте шар—плоскость с увеличением относительного смещения тел ( $\mu/\mu_c \rightarrow 1$ )

в работе [88], где величины  $x$  вычислялись для случая сварки плоским наконечником медных и алюминиевых деталей и составили соответственно  $\sim 4$  и  $\sim 2$  мк. Видимо, в работе [88] при выборе  $\xi_1 \simeq x$  реализовались условия предварительного смещения,<sup>1</sup> так как по всей зоне соединения наблюдалась полировка при  $\tau < \tau_1$ .

Приведенные выражения (8)—(10), строго говоря, применимы для оценки условий при сварке только в начале процесса, когда  $\tau < \tau_1$ . Изменение условий в зоне соединения при  $\tau > \tau_1$  не позволяет непосредственно применять эти выражения, когда  $\tau > \tau_1$ .

Как же определить при сварке величину  $\xi_1 - \xi_2$ , чтобы сравнить ее с расчетной [по выражениям (8)—(10)] величиной  $x$ ?

Во-первых, величины  $\xi_0$  и  $\xi_3$  можно измерить виброметром и сравнивать с  $x$  величину  $\xi_0 - \xi_3$ . Во-вторых, для измерения применим метод фиксирования колебаний непосредственно на детали [47]. Проводя мелкозернистой наждачной бумагой по боковой поверхности детали, перпендикулярно направлению колебаний (скорость движения бумаги не более 150 см/сек), получают на поверхности царапины в виде синусоиды. Ее размах, измеренный затем с помощью микроскопа, равен  $2\xi$ . Определив разность  $\xi_1 - \xi_2$ , можно сравнить ее с расчетной величиной  $x$ . Метод этот имеет два недостатка: во-первых, царапины и соответствующие значения  $\xi_1, \xi_2$  относятся к неопределенному моменту времени в течение сварочного цикла и, во-вторых, метод пока не позволяет зафиксировать значения  $\xi_1, \xi_2$  непосредственно в зоне соединения. Второй недостаток и служит причиной неправильных выводов. Действительно, на основе измерений  $\xi_1, \xi_2$  этим методом, считают, что детали проскальзывают в течение всего сварочного цикла [57], а это противоречит приведенным выше данным. Правильнее было бы заключить, что детали колеблются с зафиксированными этим методом амплитудами, что отнюдь не означает, что  $\xi_1 - \xi_2 > x$ .

Можно предложить и третий, пороговый, метод определения условий в зоне соединения. Он основан на обнаруженном в работе [85] при частоте колебаний тел 100 кгц и в работе [36] при низкой частоте колебаний

<sup>1</sup> Напомним, что все время мы принимали  $\xi_2 = 0$ . На самом деле, при сварке  $\xi_2 \neq 0$  (см. рис. 1). Если допустить, что  $\xi_0 \simeq \xi_1$ , а  $\xi_2 \simeq \xi_3$ , то надо сравнивать с расчетной величиной величину  $(\xi_1 - \xi_2) \simeq (\xi_0 - \xi_3)$ .

$b$  и  $\nu$  — показатели кривой опорной поверхности [87]. Для этого выражения справедливо замечание, сделанное по поводу выражения (8) относительно изменения  $\mu$ . Если принять, что  $\mu = \mu_c$ , и учесть, что при сварке ( $\tau < \tau_1$ ) происходит пластичное растекание микронеровностей, т. е. уменьшение  $h_{\max}$  и увеличение  $R_1$ , то, полагая произведение  $R_1 h_{\max} = \text{const}$ , получим

$$x = x_0 \left( \frac{N}{SH_B b} \right)^{1/2\nu}. \quad (10)$$

Здесь  $x_0$  — произведение первого и последнего членов в выражении (9). Для шероховатых поверхностей  $\nu = 1$ , следовательно,  $x$  существенно зависит от усилия прижатия  $N$ ; для гладких поверхностей ( $\nu = 2 \div 3$ ) зависимость  $x(N)$  очень слабая. Чтобы рассчитать  $x$  для случая сварки по выражению (9), параметры  $R$  и  $h_{\max}$  можно найти в работе [87] или измерить с помощью профилографа—профилометра, как это сделано



явлении, состоящем в том, что до возникновения скольжения (для сварки  $\xi_1 - \xi_2 < x$ ) колебания взаимодействующих тел являются устойчивыми и гармоническими. Как только возникает скольжение ( $\xi_1 - \xi_2 > x$ ), колебания становятся сильно неустойчивыми и негармоническими. Прикрепив к нижней детали соответствующий акустический датчик (например, датчик ускорений), можно по этому эффекту заметить момент возникновения скольжения при сварке.

Проведенное рассмотрение будет неполным, если не упомянуть хотя бы кратко о необратимых потерях в контакте взаимодействующих поверхностей. Согласно данным работы [36] и в соответствии с теорией [81, 82], потери в контакте шар—плоскость характеризуются петлей гистерезиса, расширяющейся с ростом относительных смещений вплоть до предельной величины  $x$ . Увеличение относительной площади петли гистерезиса, или относительной величины потерь  $\Delta E/E$ , хорошо укладывается в параболическую зависимость от величины  $\mu/\mu_c$ , показанную на рис. 16. Резкий рост потерь наблюдается при  $\mu \rightarrow \mu_c$ , т. е. при смещениях, близких к предельным, когда окисные пленки на поверхностях, видимо, уже растрескались. При сварке должна наблюдаться аналогичная зависимость  $\Delta E$  ( $\tau$ ) при  $\tau < \tau_1$  (см. гл. 2).

#### § 4. Колебания свариваемых деталей

В предыдущих параграфах рассмотрено влияние различных обстоятельств на взаимодействие наконечника с деталью в зоне сварки и взаимодействие деталей в зоне соединения. Не менее важен вопрос о колебаниях деталей вне зоны сварки с частотой возбуждения  $f$  (назовем их паразитными колебаниями), вызванных упруго-пластическим взаимодействием наконечника (колеблющегося с этой частотой) с верхней деталью. Паразитные колебания деталей снижают прочность уже сваренных соединений (ранее сваренные соединения на многоточечных конструкциях могут даже разрушаться) и обуславливают динамическое нагружение деталей, опасное вследствие возможности появления трещин в местах концентрации напряжений. Чтобы избавиться от этих неприятных явлений, рекомендуют изменять положение деталей по отношению к направлению колебаний, от чего изменяются условия их возбуждения, или же демпфировать колебания с помощью массивных прижимов и изменять размеры деталей, чтобы избавиться от особенно опасных резонансных колебаний [34, 39]. Эти общие рекомендации применимы в любых случаях, когда надо подавить паразитные упругие колебания. При использовании ультразвуковой сварки необходимы были бы более конкретные рекомендации, которые отвечали бы, скажем, на вопрос, как выбрать шаг многоточечных соединений, где располагать демпфирующие массы и т. д. Такие рекомендации отсутствуют, поскольку характер паразитных колебаний еще недостаточно изучен. В настоящем параграфе описаны эксперименты, поставленные для выяснения характера колебаний деталей при сварке. На их основе, в частности, даны рекомендации по выбору шага многоточечных соединений. Кроме того, здесь определены реактивные составляющие нагрузки, обусловленные свариваемыми деталями; эти величины понадобятся при рассмотрении режима работы сварочных колебательных систем (см. следующий параграф).

Перечислим сначала известные данные о колебаниях деталей при сварке. Как обнаружено в работе [12], колебания возбуждаются в обеих деталях в зоне сварки и в опоре<sup>1</sup>. В то же время считается маловероятным, что пере-

<sup>1</sup> Когда приваривают выводы к микросхемам, возбуждение колебания опоры особенно нежелательно, ибо в этом случае подчеркивается требование, чтобы опора была «acoustically dead» («акустически мертва») [18].

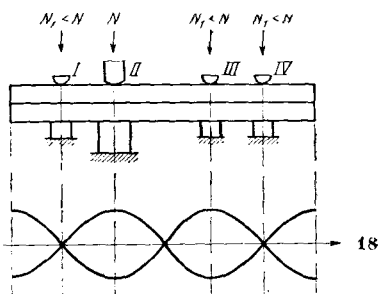
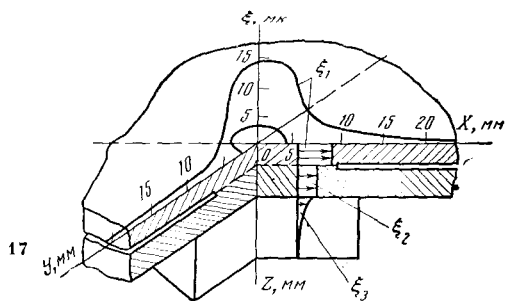


Рис. 17. Распределение колебаний в деталях и опоре

Рис. 18. Схема опыта по исследованию характера колебаний пластин при сварке

мещения (колебания) верхней детали относительно нижней происходят за пределами зоны сварки [12]. В работе [42] применен уже описанный в предыдущем параграфе простой метод фиксирования колебаний непосредственно на колеблющейся детали. Полученное этим методом распределение колебаний в деталях  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  и в опоре  $\xi_3$  показано на рис. 17.

На основании рис. 17 в работе [42] сделан вывод о «значительной локализации вводимой энергии в объеме металла сварной точки, слабой передаче колебаний за пределы зоны сварки и невозможности усталостного разупрочнения близлежащих соединений». Эти выводы противоречат данным работ [34, 48—50] и, по-видимому, не верны. Для выяснения существа дела были измерены колебания на достаточном удалении от зоны сварки. Измерения проводились на пластинах размером  $40 \times 400 \times 1 \text{ мм}^3$ , причем характер колебаний исследовался с помощью микроскопа и по распределению мелкого порошка на поверхности деталей [43]. Ниже описаны полученные результаты.

Основываясь на общих представлениях о колебаниях пластин, можно ожидать, что в них при сварке возникнут как продольные, так и изгибные колебания. Поскольку опыт проводился на пластинах ограниченных размеров<sup>1</sup>, в них должны установиться некоторые распределения изгибных и продольных колебаний, для которых можно вычислить положение узлов и пучностей. Принимая, согласно [44], скорость продольных колебаний в пластине  $c_{\text{пласт}} = c_{\text{стерж}}$ , имеем

$$\lambda_n = \frac{c_{\text{стерж}}}{f}, \quad (11)$$

где  $f$  — частота колебаний.

Для изгибных колебаний дело обстоит несколько сложнее, но для тонких пластин при условии  $\delta \ll \lambda_n$ , где  $\lambda_n$  — длина волны изгибных колебаний в пластине, имеем<sup>2</sup>

$$c_n = \sqrt[4]{\frac{E\delta^2}{12\rho(1-\sigma^2)}} \sqrt{\omega}; \quad (12)$$

<sup>1</sup> Именно с такими деталями имеют дело в реальных условиях сварки; в случае сварки круглых и прямоугольных мембран, плоских колец и других аналогичных деталей можно определить их собственные частоты и распределение колебаний, воспользовавшись, например, данными работ [90, 91, 93].

<sup>2</sup> Выражение (12) легко получить из уравнения равновесия пластинки, изгибаемой действующими на нее внешними силами, переходя к уравнению свободных колебаний пластинки и рассматривая случай монохроматической упругой волны [45].

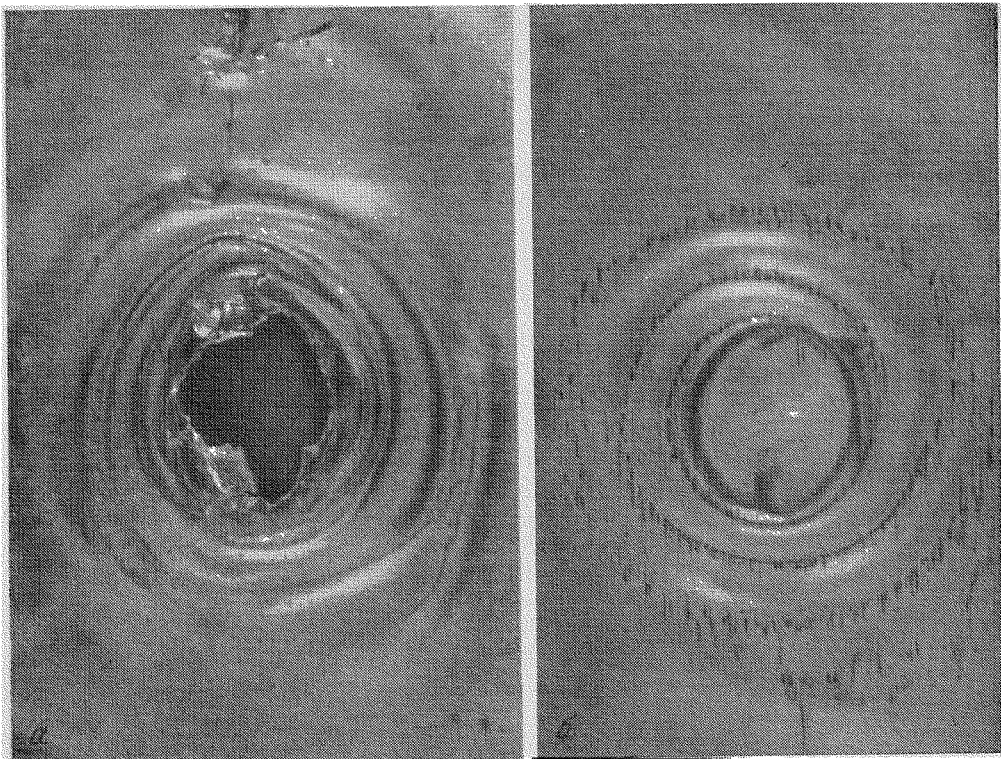


Рис 19. Застывшая картина изгибных колебаний фольги;  $\times 5$

здесь  $E$  — модуль Юнга;  $\rho$  — плотность металла;  $\sigma$  — коэффициент Пуассона;  $\omega = 2\pi f$ .

Расчет по выражениям (11) и (12) для пластин из алюминиевого сплава, на которых проводился опыт, при  $f = 20$  кГц дает  $\lambda_n = 268$  мм и  $\lambda_n = 23$  мм.

Схема опыта показана на рис. 18. Здесь в точке II пластины сжаты между наконечником и опорой сварочной машины, а в точках I, III, IV пластины сжаты струбцинами, имеющими сферический и плоский наконечники, с усилием  $N_1 < N$ . Струбцины были установлены в расчетных узлах и пучностях продольных колебаний с тем, чтобы по наличию (отсутствию) приваривания выяснить соответствие расчетного распределения наблюдаемому в опыте.

На рис. 18 внизу показано расчетное распределение стоячих продольных волн в пластине. Между пластинами помещалась полоса свинцовой фольги толщиной 0,13 мм (согласно оценкам, напряжения в фольге при сварке должны были превосходить предел текучести свинца, что позволяло надеяться на фиксирование колебаний фольгой).

В процессе сварки (время сварки было увеличено) с помощью микроскопа наблюдали за колебаниями на боковом торце пластин в различных точках. Оказалось, что нижняя пластина колеблется значительно слабее, чем верхняя, а в последней обнаруживаются как продольные, так и поперечные (изгибные) колебания. Их амплитуды были приблизительно равны между собой. С помощью насыпанного на поверхность пластины мелкого порошка фиксировалась картина стоячих волн. Порошок располагался поперек пластины в виде полосок, причем струбцины несколько искажали регулярную и стабильно существующую картину стоячих волн. Расстояние между полосками составляло в среднем  $12$  мм  $\approx \lambda_n/2$ . Узловые линии

у свободных концов пластины отстояли от края на 5—6 мм, т. е. на величину  $\lambda_n/4$ . После окончания опыта пластины разрывали. Как и ожидалось, в точке II произошла сварка, а в точке III образовались зоны схватывания. В точках I и IV никаких следов схватывания не обнаружено. На свинцовой фольге в точках II и III обнаруживается характерный гофр — «застывшая картина изгибных колебаний фольги» (расстояние между гребнями 2—3 мм, что близко к расчетной величине для фольги  $\lambda_n=4$  мм), показанная на рис. 19. В точках I и IV гофр отсутствует. Подробное рассмотрение образовавшегося гофра не только возле точек II и III, но и ближе к краю фольги показывает, что он чрезвычайно напоминает моментальную картину стоячих волн на поверхности воды в сосуде ограниченных размеров, после того как в сосуд брошен камень.

Таким образом обнаружено, что вне зоны сварки и на значительном удалении от нее существуют изгибные и продольные колебания обеих пластин, причем распределения узлов и пучностей колебаний в пластинах ограниченных размеров соответствуют расчету. Изгибные (отрывающие) колебания, безусловно, наиболее опасны для уже сваренных точек многоточечного соединения. Влияние продольных колебаний не опасно, тем более, что ориентированы они так же, как и колебания пластин, благодаря которым осуществляется сварка. Можно даже рассчитывать на некоторое «доваривание» соединений, так как воздействие продольных колебаний на сваренную точку эквивалентно увеличению времени сварки.

Из изложенного очевидно правильна рекомендация [34] об изменении направления колебаний наконечника по отношению к свариваемым листам. При сварке пластин типа показанных на рис. 18 (это не обязательно прямые пластины) действительно имеет смысл выбрать направление колебаний поперек пластин<sup>1</sup>, что затруднит возбуждение изгибных (отрывающих) колебаний вдоль пластины, так как это изменит жесткость деталей в направлении колебаний сварочного наконечника. Далее становится очевидным, что демпфирующие массы, препятствующие воздействию изгибных колебаний на уже сваренные соединения, должны располагаться поперек пластин и по возможности ближе к сваренным соединениям, чтобы уменьшить дополнительную комплексную нагрузку на механическую колебательную систему.

Если обходиться без демпфирования, то можно выбрать рациональный шаг  $d_p$  для многоточечного соединения, используя расчетную величину  $\lambda_n$  по выражению (12). При этом, учитывая цилиндрическое расхождение изгибных волн в пластинах и их поглощение в металле, можно принять

$$d_p \geq \lambda_n. \quad (13)$$

Это соотношение дополняется условием для узла изгибных колебаний

$$d_p = \frac{\lambda_n}{4} n, \quad [(14)]$$

где  $n=5,7$  и т. д. — целое нечетное число [43].

Приведенные рекомендации были сопоставлены с данными работ [41, 42, 47—49], где величина  $d_p$  подбиралась экспериментально при сварке деталей из алюминиевых сплавов и медных деталей (толщина пластин 0,5; 0,8; 1,0; 1,5 мм). Оказалось, что при  $d < d_p$  наблюдается снижение прочности соседних точек в среднем на 25%; при  $d > d_p \geq \lambda_n$  снижения прочности не наблюдается. В работах [48—50] отмечены осцилляции площади сварных соединений, а следовательно, и прочности, в зависимости от расположения сварных соединений по длине пластины.

<sup>1</sup> Если, однако, изгибные стоячие волны установятся поперек пластины, они могут сказаться на прочности свариваемого соединения [46].

Такие осцилляции относительной площади соединений показаны на рис. 20 [50]. Экспериментальные данные получены при последовательной сварке соединений на длинных пластинах из алюминия толщиной 0,3 мм, на расстояниях  $l=2-48$  мм от места, где пластины сжаты усилием 2 т. Среднее расстояние между соседними максимумами или минимумами площади на рис. 20 (расстояние 9 мм) хорошо совпадает с расчетной по выражению (12) для  $\delta=0,3$  мм величиной  $\lambda_n=10$  мм. Увеличение площади соединения начинается в соответствии с выражением (13) при удалении от зажима на расстояние, превышающее  $\lambda_n$ , а рекомендуемые расчетные по выражению (14) расстояния от зажима до места сварки удовлетворительно совпадают с экспериментом, например, при  $n=5, 9, 11, 17$  (см. рис. 20). Учитывая показанное соответствие расчетных по выражению (13) и (14) величин  $d_p$  с экспериментальными, можно использовать выражения (13) и (14) при ориентировочном выборе шага многоточечных ультразвуковых соединений.

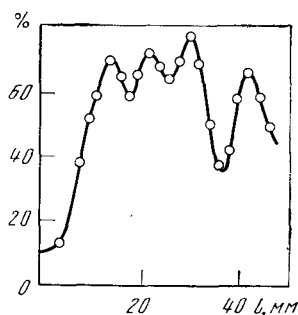


Рис. 20. Осцилляции относительной площади соединений, выполненных на длинных пластинах

Для получения многоточечных соединений используют и крутильные колебания [34]. Экспериментальные данные по влиянию шага на прочность соединений для этого случая нам неизвестны. Что же касается расчета, то можно применять выражения, аналогичные (13) и (14), и использовать для вычисления длин волн данные работы [52], полагая, что рассматриваемому там кольцу активного материала соответствует кольцевой сварочный выступ крутильной колебательной системы.

Используя изложенные в этом параграфе сведения, можно сделать некоторые заключения о нагрузке, на которую работает механическая колебательная система через средство сварочного наконечника. Размеры последнего обычно заметно меньше длины волны изгибных и продольных колебаний в пластинах. Отсюда (а также из результатов опытов с пластинами) следует, что его можно рассматривать как точечный источник, который, как известно, является малоэффективным возбудителем колебаний<sup>1</sup>. Низкая эффективность такого источника связана с наличием большой присоединенной массы  $M$ . Как показывает опыт, нагрузка на колебательную систему действительно имеет инерциальный характер, о чем свидетельствует понижение резонансной частоты колебательной системы при сварке (см. § 5). По-видимому, величины реактивной и активной (см. § 2) составляющих этой комплексной нагрузки непосредственно зависят от толщины верхней детали, что позволяет отчасти объяснить трудности сварки толстых деталей.

Попробуем оценить величину присоединенной массы  $M$  для сварки пластин<sup>2</sup>. Допустим, как это обнаружено в описанном выше опыте, что амплитуды продольных  $\xi_n$  и изгибных  $\xi_n$  колебаний верхней детали одинаковы и будем сначала считать, что в пластине имеются только продольные стоячие волны. Поскольку потока упругой энергии через ближай-

<sup>1</sup> Более эффективным и расширяющим возможности ультразвуковой сварки в отношении свариваемых толщин и наложения ультразвука в других способах сварки (например, диффузионной) является способ непосредственного возбуждения колебаний детали, когда возбудитель ультразвуковых колебаний имеет большую площадь контакта со свариваемой деталью, а место сварки не совпадает с местом возбуждения колебаний и находится там, где приложено давление, сжимающее детали.

<sup>2</sup> Если размеры свариваемых деталей много меньше длины волны, массовая нагрузка определяется простым взвешиванием деталей.

шие к наконечнику узлы смещений нет, то присоединенная масса  $M_{\Pi}$  сосредоточена на участке пластины длиной  $\lambda_{\Pi}/2$  (узкая пластина шириной  $h < \lambda_{\Pi}/2$ ). Любое присоединение отрезка, кратного  $\lambda_{\Pi}/2$ , не должно менять массу  $M$ . Приравняем кинетическую энергию, соответствующую колеблющейся массе  $M_{\Pi}$  и массе отрезка пластины длиной  $\lambda_{\Pi}/2$

$$\frac{M_{\Pi} \xi_{\Pi}^2}{2} = \frac{1}{2} \int_{-\lambda_{\Pi}/4}^{+\lambda_{\Pi}/4} h \delta \rho \xi_{\Pi}^2 \cos^2 kx dx,$$

где  $\rho$  — плотность материала пластины. Отсюда

$$M_{\Pi} = h \delta \rho \frac{\lambda_{\Pi}}{4}, \quad (15)$$

т. е. присоединенная масса по продольным колебаниям пропорциональна толщине пластины, ее ширине, плотности материала и длине волны продольных колебаний.

Если же окажется, что  $\xi_{\Pi} > \xi_{\Pi}$ , то надо учитывать скорее присоединенную массу по изгибным колебаниям  $M_{\Pi}$ , которая получается аналогичным образом:

$$M_{\Pi} = \delta h \rho \frac{\lambda_{\Pi}}{4}. \quad (16)$$

Из выражения (12) видно, что в соотношении (16)  $M_{\Pi} \sim \delta^{3/2}$ .

Выражения (15) и (16) можно использовать при оценках массовой нагрузки на механическую колебательную систему с тем, чтобы учесть вызываемое этой нагрузкой снижение резонансной частоты системы при сварке. К сожалению, нет возможности сравнить расчетные по выражениям (15) и (16) величины с экспериментом. Нам известны только данные работы [70], где инерциальные составляющие нагрузки определялись по снижению резонансной частоты колебательной системы при сварке латуни  $\delta = 0,4$  мм и сплава Д16АТ  $\delta = 1$  мм (ширина пластин неизвестна). Отношение инерциальных нагрузок составляло 1,64 [70], а отношение вычисленных  $M_{\Pi}$  по выражению (15) для этих металлов (ширина деталей принята одинаковой) — 1,24.

Для случая сварки на крутильных колебаниях, в соответствии с [71], можно принять, что инерциальная нагрузка  $M_{\kappa}$  определяется массой свариваемого материала, заключенного между контуром сварочного наконечника и первой узловой окружностью крутильных колебаний в самом материале. Тогда, производя вычисления, аналогичные показанным выше, можно найти  $M_{\kappa}$ .

## § 5. Колебательные системы для сварки и условия их работы

Предыдущие параграфы были посвящены условиям образования сварного соединения. Необходимые для этого воздействия получают с помощью сварочной механической колебательной системы. Известны три основных типа применяющихся для сварки колебательных систем: продольная, продольно-поперечная и крутильная. Рассмотрим особенности их конструкций.

В каждой из этих систем имеется активный элемент — электромеханический ультразвуковой преобразователь — и пассивная волноводная система, колебания которой он возбуждает. Пассивная часть колебательной системы служит для передачи энергии ультразвуковых колебаний сварному соединению, приложения необходимого для сварки давления и согласования преобразователя с нагрузкой, которую представляет собой

сварное соединение. Пассивная волноводная система либо не изменяет тип колебаний, создаваемых преобразователем (продольная и крутильная колебательные системы), либо превращает их в колебания другого типа (продольно-поперечная колебательная система).

Продольная колебательная система использовалась в первых зарубежных сварочных машинах и в отечественных машинах УЗСМ-1, УТ-4, УЗТШ-1. Она показана на рис. 21, *a* в варианте с двумя полуволновыми коническими концентраторами. Очевиден основной недостаток такой системы — усилие  $N$  приложено к консоли, что обуславливает появление изгибающего момента и паразитных изгибных колебаний, отрывающих сварочный наконечник от детали. Поэтому контакт наконечника с деталью нестабилен и качество сварки низкое. Этот недостаток усугубляется при сварке более толстых деталей, когда приходится увеличивать значение  $N$ . Неудачное использование такой продольной системы связано также с тем, что не учитывалась реактивная составляющая нагрузки и использовалась весьма несовершенная технология сварки [48]. По этим причинам колебательная система, показанная на рис. 21, *a*, не нашла применения при сварке толстых деталей и использовалась только для сварки фольг, а в других применениях была вытеснена продольно-поперечной системой. Однако в последнее время продольная система стала широко применяться для микросварки. Вариант этой системы, показанный на рис. 21, *б*, с успехом применяется сейчас для сварки конструкций достаточно больших толщин [34]. В этой модификации недостаток, присущий системе, показанной на рис. 21, *a*, устранен другой схемой приложения силы  $N$ .

Влияние изгибающего момента можно также ослабить, используя массивные волноводы с увеличенной изгибной жесткостью. Продольно-поперечная система [7], показанная на рис. 22, *a*, намного сложнее продольной. Из распределения колебательных смещений, показанного на рис. 22, *a*, видно, что в месте присоединения продольно-колеблющегося волновода к стержню происходит трансформация продольных колебаний в изгибные колебания этого стержня (направление колебаний показано стрелками). Изгибные колебания стержня можно возбуждать и с помощью пары сил. В этом случае возбуждающие устройства присоединяются к стержню не в пучности изгибных смещений, как на рис. 22, *a*, а в пучности деформаций (узле смещений). Существует много видов продольно-поперечной системы, в которых преследуется цель ввести возможно большее количество упругой энергии в изгибно-колеблющийся стержень, чтобы увеличить толщину свариваемых деталей. Одна из таких систем показана на рис. 22, *б*, (преобразователи работают в противофазе). Основным преимуществом продольно-поперечной системы является осевое приложение силы  $N$ . В отличие от продольной системы, предельная величина  $N$  может быть значительной и определяется критической для изгибной устойчивости стержня нагрузкой [12]. Правда, величина  $N$  ограничивается другими обстоятельствами. Преимущество продольно-поперечной системы заключается в возможности сварки больших толщин, а также в том, что такая система ослабляет непосредственное влияние нагрузки (сварное соединение) на электромеханический преобразователь. Основное назначение продольно-поперечной системы — сварка деталей или конструкций как отдельными точками, так и многоточечными швами без перекрытия точек и с их перекрытием.

Крутильная сварочная колебательная система в принципе существенно проще продольно-поперечной и обладает тем же основным достоинством — осевым приложением силы  $N$ . Из-за недостаточного развития техники получения мощных крутильных колебаний, для возбуждения крутильных колебаний в этой системе сейчас используют довольно сложное и не очень эффективное устройство из трех преобразователей с концентраторами, которые расположены под углом  $120^\circ$  один к другому (рис. 23, *a*). Однако

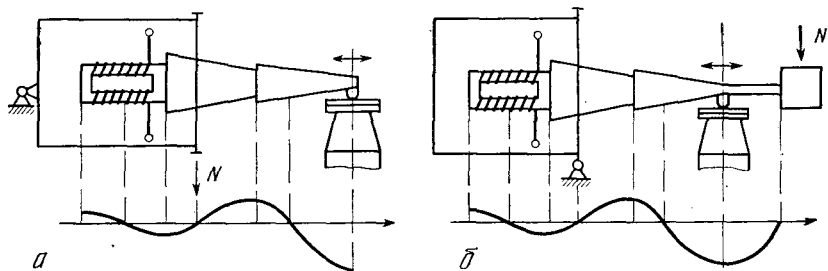


Рис. 21. Продольные колебательные системы для сварки

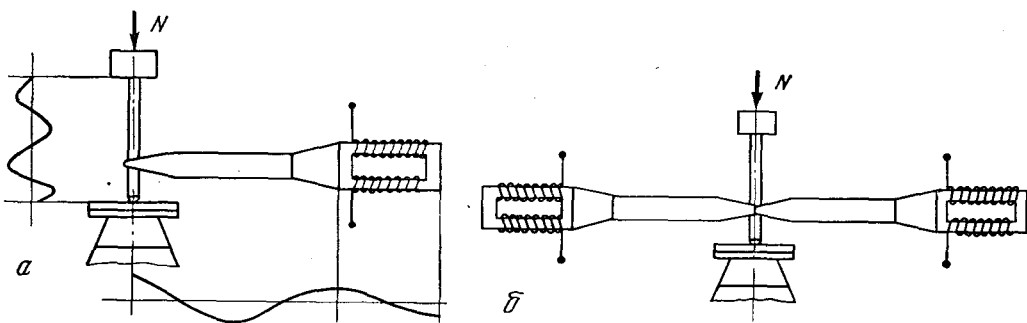


Рис. 22. Продольно-поперечные колебательные системы для сварки

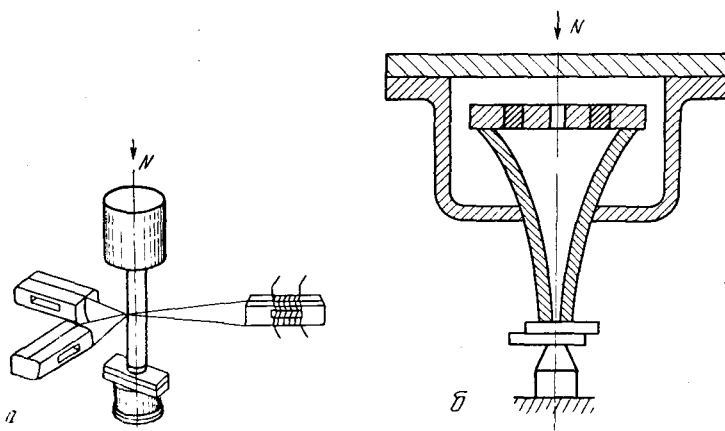
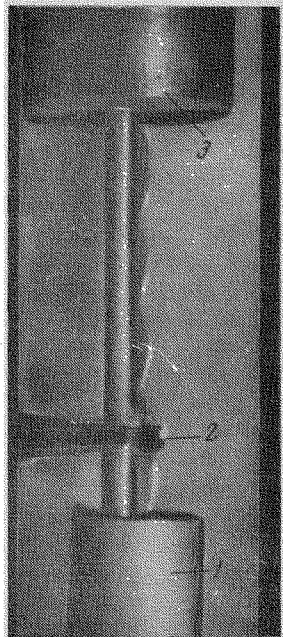
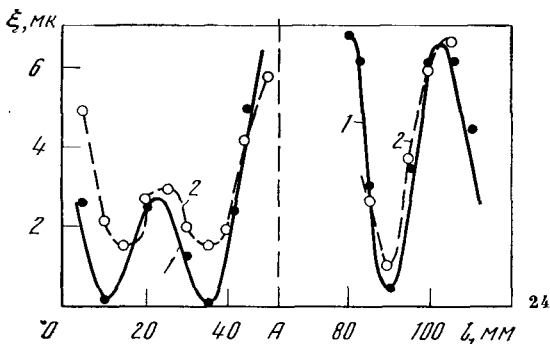


Рис. 23. Крутильные колебательные системы для сварки

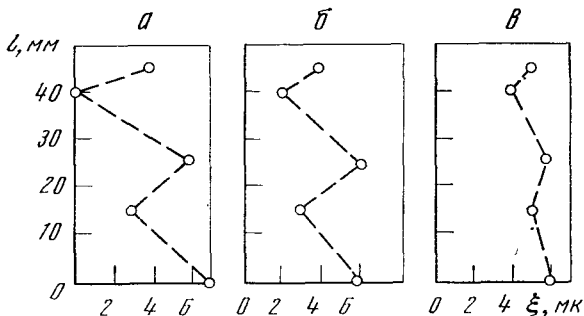




25



24



26

Рис. 24. Распределение колебательных смещений в изгибно-колеблющемся стержне сварочной машины типа МТУ-1,5

Точкой А обозначено место присоединения продольно-колеблющегося волновода

Рис. 25. Нагруженная продольно-поперечная колебательная система работает в водяном стенде [72]

Рис. 26. Распределения колебательных смещений в «рабочей части» изгибно-колеблющегося стержня сварочной машины МТУ-1,5 при различных  $N$

$a$  —  $N=0$  кг;  $б$  —  $N=60$  кг;  $в$  —  $N=120$  кг;  $l$  — расстояние от сварочного наконечника

колебания крутильной системы можно возбудить непосредственно крутильным преобразователем [71]. Такая система показана на рис. 23, б. Возможность получения непрерывного или прерывистого кольцевого шва делает крутильную систему незаменимой для сварки мелких контейнеров и корпусов полупроводниковых приборов, а малая концентрация напряжений в сварном соединении позволяет ее использовать для точечной сварки конструкций.

С развитием крутильных сварочных систем возникла тенденция применять их в ряде случаев при сварке точечных соединений вместо продольно-поперечной системы [34].

Рассмотрим некоторые экспериментальные данные, относящиеся к работе сварочных колебательных систем под нагрузкой. К сожалению, подобных данных гораздо меньше, чем относящихся к процессу образования сварного соединения. Поэтому не всегда можно достаточно полно рассмотреть отдельные вопросы работы сварочной системы. Для анализа условий работы сварочной системы надо знать характеристики нагрузки, с которой система связана через сварочный наконечник. Из сказанного ранее следует, что нагрузка (сварное соединение) при сварке нагревается. Следовательно, часть ультразвуковой энергии, поступающей в зону

сварки, необратимо рассеивается в виде тепла. Отсюда ясно, что с точки зрения колебательной системы нагрузка, безусловно, имеет активную компоненту сопротивления. Поэтому следует ожидать передачу упругой энергии через колебательную систему в нагрузку, т. е. существование в системе бегущей волны. На рис. 24 показано распределение колебательных смещений в изгибно-колеблющемся стержне машины типа МТУ-1,5 в холостом ходу (кривая 1) и при сварке (кривая 2) в зависимости от расстояния  $l$  от сварочного наконечника. Из сравнения кривых видно, что при сварке в системе существует бегущая волна. Коэффициент бегущей волны  $k_0 = \xi_{\min} / \xi_{\max}$  для данного случая составляет 0,51. Для исследования изготовленных колебательных систем используют так называемый водяной стенд. Систему (скажем, продольно-поперечную) погружают в горизонтальном положении в ванну, наполненную водой до половины диаметра изгибно-колеблющегося стержня, и включают колебания. В работе [72] приведена серия фотографий работающей в водяном стенде нагруженной продольно-поперечной системы. Нагрузка регулировалась силой прижима сварочного наконечника к массивной опоре. На рис. 25 показана одна из фотографий (при  $k_0 \simeq 1$ ), на которой отчетливо видно отличие в характере колебаний в «рабочей» части стержня (между опорой 1 и продольно-колеблющимся концентратором 2), где узел смещений отсутствует, и в «опорной» части стержня<sup>1</sup> (между концентратором 2 и массой 3), где регулярно чередуются узлы и пучности смещений.

Измерение  $k_0$  — это наиболее доступный способ определения относительной величины упругой энергии, передаваемой в свариваемое соединение. Одновременное измерение  $k_0$  и калориметрирование сварного соединения (или колебательной системы вместе со сварным соединением) во время сварки позволяет также определить абсолютные значения упругой энергии, затрачиваемой на сварку [19]. Такие измерения, выполненные в работе [19], однако, не совсем точны, поскольку коэффициент  $k_0$  измерялся в продольно-колеблющемся волноводе, а из правой части рис. 24 видно, что при сварке рассеяние энергии в «опорной» части изгибно-колеблющегося стержня тоже возрастает. Мы вернемся к вопросу о величине энергии, затрачиваемой на сварку, в следующей главе, когда будем рассматривать тепловые процессы. Отметим лишь, что целесообразно измерять непосредственно при сварке поток упругой энергии в различных частях колебательной системы. Такие измерения позволили бы определить потребление энергии нагрузкой и ее рассеяние в колебательной системе, что имеет значение при создании оптимальных конструкций колебательных систем. Подобные измерения, насколько нам известно, не проводились. Их можно осуществить, расположив вдоль колебательной системы ряд фазочувствительных датчиков механических смещений и напряжений.

Измерения коэффициента  $k_0$  оказываются полезными еще и потому, что дополняют общие критерии выбора величины  $N$  (см. гл. 3) и позволяют проконтролировать и уточнить выбранную величину  $N$  при сварке данного объекта. В работе [73] исследовалась зависимость  $k_0(N)$  при сварке меди  $\delta = 0,2 + 0,2$  мм на сварочной машине МТУ-1,5. На рис. 26 приведены графики распределения смещений в «рабочей» части изгибно-колеблющегося стержня, соответственно при  $N = 0, 60, 120$  кГ. Из этих графиков видно, что  $k_0$  увеличивается с ростом  $N$ . При изменении  $N$  от 0 до 150 кГ оказалось, что максимальный  $k_0 = 78\%$  и максимальная мощность, передаваемая в зону соединения, достигаются при  $N = 120$  кГ. (Амплитуды смещений в стержне измерялись бесконтактным виброметром.)

<sup>1</sup> Термины «рабочая» и «опорная» части стержня введены в работе [72]. Сравнение левой и правой частей распределения рис. 24 говорит о правильности выделения этих двух частей.

Проведенные рассуждения касались (правда, с некоторыми отступлениями) активной части нагрузки на колебательную систему. Между тем в предыдущем параграфе рассматривалась и реактивная<sup>1</sup> часть этой нагрузки, влияющая на резонансные характеристики колебательной системы которая работает в режиме бегущей и стоячей волн. Инерциальная нагрузка должна понижать резонансную частоту системы. Это понижение отмечено в ряде работ. Например, показанные на рис. 27 резонансные характеристики колебательной системы в холостом ходу (1) и при сварке (2) сдвинуты друг относительно друга в сторону понижения приблизительно на 50 гц [92]. Этот сдвиг замечен и по акустической стороне, непосредственно в колебательной системе. Например, в продольной системе при сварке толстых деталей ближайшая к сварочному наконечнику узловая плоскость смещается от наконечника на заметную величину (миллиметры). Сдвиг распределения колебательных смещений виден и из рис. 24. Очевидно, можно скорректировать геометрические размеры колебательной системы с учетом  $\Delta f$ , обусловленной присоединением массы  $M$  при сварке, для чего колебательная система, которая должна работать на частоте  $f$ , рассчитывается на частоту  $f + \Delta f$ , т. е. делается более короткая система. При сварке она «удлиняется» за счет инерциальной нагрузки и будет работать на заданной резонансной частоте  $f$ . Величину  $\Delta f$  можно определять по методу, предложенному в работе [93], — по изменению кинетической энергии четвертьволнового отрезка системы от присоединенной массы  $M$ <sup>2</sup>. Когда величина  $M$  меньше эквивалентной массы системы  $M_0$ , то для сдвига частоты имеем

$$\Delta f = \frac{M}{M_0} f. \quad (17)$$

Величина  $M_0$  вычисляется по-разному для каждой из основных колебательных сварочных систем (см. ниже). Что же касается величины  $M$ , то, согласно § 4, она определяется для малых деталей (их размеры много меньше  $\lambda$  в свариваемом материале) простым взвешиванием, а для протяженных деталей может быть рассчитана ориентировочно по выражениям (15) и (16). Следует еще раз подчеркнуть, что экспериментальной проверки правильности выражений (15) и (16) и соответствия  $\Delta f$ , рассчитанного по выражению (17) с учетом выражений (15) и (16), не производилось.

Рассмотрим кратко основы расчета сварочных колебательных систем (см. рис. 21—23). Исследований и расчетов, относящихся к продольным, изгибным и крутильным колебаниям стержней, известно много, но нас, естественно, интересуют особенности конструирования и расчета стержней, применяемых для ультразвуковой сварки. Специфика работы сварочных колебательных систем, например, по сравнению с системами для резания, состоит прежде всего в наличии в системе не только стоячих,

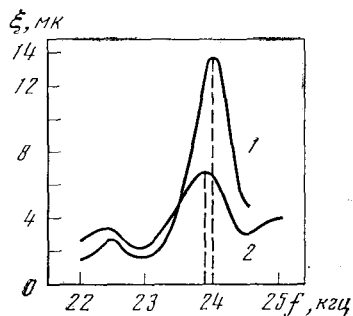


Рис. 27. Резонансные характеристики сварочной колебательной системы в холостом ходу (1) и при сварке (2)

<sup>1</sup> Рассмотрение именно инерциальной нагрузки связано с тем, что при сварке обычно наблюдается понижение частоты: упругость свариваемых деталей пренебрежима по сравнению с упругостью колебательной системы. При микросварке соотношение может быть обратным, и в ряде случаев преобладает упругость. Последнее обстоятельство было замечено Л. И. Ганевой [94].

<sup>2</sup> Метод применим только тогда, когда масса  $M$  мала по сравнению с  $M_0$  и может рассматриваться как сосредоточенная.

но и бегущих волн при довольно больших значениях  $k_0$ <sup>1</sup>. Наличие бегущих волн, видимо, мало влияет на резонансную частоту системы [72], поэтому она может рассчитываться как система, в которой существуют лишь стоячие волны (с учетом поправки на реактивную компоненту нагрузки, см. ниже). Бегущая волна определяет потребную для сварки упругую энергию, проходящую через систему. Например, из рис. 27 видно, что этой энергии в единицу времени передавалось недостаточно (действительно, мощность  $N \approx R\omega^2 \xi_0^2$ , где  $R$  — активное сопротивление нагрузки, полагаемое постоянным, причем по условиям сварки в этом случае необходимы  $\xi_0 = 12-13$  мк, а получали лишь 6—7 мк), т. е. мощность электрического генератора, питающего колебательную систему, не соответствовала потреблению энергии сварным соединением, что вынудило увеличить время сварки.

Далее, для работы сварочной колебательной системы необходимы устройства для ее крепления, которые не вносили бы дополнительного рассеяния упругой энергии и не меняли ее резонансных характеристик.

Устройства крепления продольных колебательных систем рассмотрены, например, в работе [75], а крутильных — в работе [71]. Устройства крепления, специально предназначенные для сварочных колебательных систем, описаны в патенте [76].

Принципы, положенные в основу устройств крепления, состоят в следующем. Если допустить существование в сварочной колебательной системе только бегущей волны, то устройство крепления можно соединять с системой в любом удобном месте и оно должно представлять собой резонансный элемент, в котором реализуется стоячая волна. Этот элемент присоединяется к неподвижным деталям в узле его смещений. Если допустить существование в сварочной системе только стоячих волн, то резонансный элемент должен присоединяться к системе, например, в узле деформаций, т. е. пучности смещений. Тогда элемент имеет размер  $\lambda/4$  ( $\lambda$  — длина волны колебаний в элементе) и в месте присоединения выходное сопротивление невелико, тогда как входное сопротивление резонансного элемента очень большое, причем резонансный элемент присоединяется к неподвижным деталям в узле его смещений. В сварочной колебательной системе, где имеются бегущие и стоячие волны, оба эти принципа должны быть совмещены.

Это реализуется, например, для элемента размером  $\lambda/4$ , присоединяемого в максимуме смещений. Волноводные изоляторы, работающие на продольных волнах, подробнее рассмотрены в работе [75], а крутильные опорные изоляторы — в работе [71].

Порядок расчета сварочных колебательных систем с учетом сделанных замечаний может быть следующим: 1) выбирается и рассчитывается один из основных типов колебательной системы без учета нагрузки; 2) корректируются волновые размеры системы с учетом нагрузки (см. выше) и в соответствии с данными предыдущего параграфа; 3) по расчетному распределению смещений в системе и в соответствии с конструктивными требованиями определяется место крепления волноводного изолятора и выбирается его конструкция.

Имея в виду первые два положения, рассмотрим системы, представленные на рис. 24—23. Для конструирования продольной системы (см. рис. 24) можно использовать продольные концентраторы различных типов, которые рассмотрены в работах [77, 78]. Чтобы найти для таких систем  $\Delta f$  по выражению (17) и скорректировать геометрические размеры систем, надо иметь величину эквивалентной массы концентратора  $M_{э, п}$

<sup>1</sup> В случае микросварки  $k_0$  могут быть очень небольшими, даже меньшими, чем при резании.

которая в общем случае будет

$$M_{э, н} = \frac{2\rho}{\xi_0^2} \int_0^{\lambda/4} S(x) \xi^2(x) dx, \quad (18)$$

где  $S(x)$  — площадь сечения концентратора;  $\lambda$  — длина волны в концентраторе;  $\xi(x)$  — распределение в нем колебательных скоростей;  $\rho$  — плотность материала концентратора. Из выражений (17) и (18) видно, что расстройка увеличивается с ростом коэффициента усиления концентратора.

Вопросы расчета и конструирования продольно-поперечной сварочной системы (см. рис. 22) подробно рассмотрены в работах [70, 72], где применен весьма компактный расчет с использованием функций Крылова. Сделаем некоторые замечания по работе [72]. Там, в частности, указано, что из условия получения наибольшей амплитуды колебаний желательнее, чтобы «рабочая» часть изгибно-колеблющегося стержня резонировала на основной частоте, т. е. его длина должна быть равна четверти «длины волны» изгибных колебаний. Этот вывод, правильный для режима холостого хода, может оказаться неверным для работы под нагрузкой, когда в связи с расстройкой стержня, по-видимому, следует выбрать длину «рабочей» части, равной «длине волны» изгибных колебаний (резонанс 2-го порядка). Второе замечание касается расчета резонансной длины стержня с учетом реактивной части нагрузки. При этом используют «коэффициент нагрузки», не раскрывая достаточно его физического смысла. Между тем, этот коэффициент в случае массовой нагрузки является отношением  $M/M_{э, н}$  ( $M_{э, н}$  — эквивалентная масса изгибно-колеблющегося стержня), причем

$$M_{э, н} = \frac{\rho S \lambda}{4}, \quad (19)$$

где  $S$  — площадь сечения изгибно-колеблющегося стержня;  $\lambda$  — «длина волны» для резонанса данного порядка, получаемая из расчета стержня [70, 72]. Выражение (19) грубо оценивает величину  $M_{э, н}$ , потому что стержень обычно «многоволновый» и нагрузка  $M$  распределяется между всеми «четвертьволновыми» отрезками, из которых он состоит. Следовательно, при более точном решении  $M_{э, н}$  увеличится, и вычисленная расстройка стержня под нагрузкой будет меньше. Таким образом, в выражении для расчета резонансной длины «рабочей» части стержня  $l_2$  с учетом коэффициента нагрузки  $b$  [72]

$$\operatorname{tg} k l_2 + \operatorname{th} k l_2 = -2b \quad (20)$$

можно в случае массовой нагрузки  $M$  заменить  $b$  на  $M/M_{э, н}$ . Тогда уже наглядно видно, что, как указано в работе [72], при увеличении диаметра стержня величина  $b$ , а следовательно, и расстройка уменьшатся. Кстати, увеличение диаметра меняет волновые длины в стержне, требует увеличения вынуждающей силы (например, способом, показанным на рис. 22, б), что, в свою очередь, позволяет отбирать в нагрузку больше энергии и увеличивает добротность системы<sup>1</sup>. Раз речь зашла о добротности, напомним, что в § 2 и 3 указывалось на желательность иметь высокодобротную систему, поскольку у нее большое время установления. Выполнить такую систему не всегда удастся, но можно применить искусственные

<sup>1</sup> Добротность сварочной системы имеет смысл определять как отношение запасенной в ней упругой энергии к сумме энергий, рассеиваемой в самой системе и потребляемой нагрузкой.

приемы, увеличивающие время установления системы при сварке (см. гл. 3, § 4).

Крутильная сварочная система (см. рис. 23) может быть рассчитана с использованием данных работ [71, 79], причем можно использовать как прямые крутильные стержни, так и крутильные концентраторы. Для возбуждения крутильных колебаний стержня можно использовать одну из схем рис. 23 (данные, относящиеся к изображенным крутильным вибратору и концентратору, можно найти в работе [71]). Чтобы найти для крутильных систем расстройку  $\Delta f$  по выражению (17) и скорректировать ее размеры, получаемые из расчета в режиме холостого хода, надо иметь эквивалентную массу крутильного стержня  $M_{э,к}$ . Эту массу можно вычислить так, как это сделано для продольной колебательной системы.

Из рассмотренных трех типов сварочных колебательных систем наиболее перспективны, по нашему мнению, простые по конструкции и расчету продольные и крутильные системы.

## Глава 2

### ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКИ ПРОЦЕССА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СВАРКИ

#### § 1. Введение

Настоящая глава посвящена в основном тем явлениям, которые наблюдаются при ультразвуковой сварке в зоне соединения. В этой главе помещены оригинальные материалы, полученные в результате наших исследований сварных соединений из меди и других металлов, а также используются данные других авторов.

Достаточно сложный вопрос о физических особенностях механизма образования соединения при ультразвуковой сварке так или иначе затрагивается во многих работах. Обращает на себя внимание обилие различных гипотез и объяснений механизма образования соединения. Отчасти это вызвано тем разнообразием металлофизических явлений, которые наблюдаются при сварке; каждое из этих явлений может лечь в основу объяснения механизма сварки (различные виды пластических течений, «квазижидкое» состояние металла в зоне соединения [121], рекристаллизация, фазовые превращения, образование интерметаллидов и т. д.). Разнообразие гипотез обусловлено тем, что сварные соединения металлов обычно анализируются без достаточного учета их свойств и режимов сварки ( $\xi_1, N$ ). Для одних металлов величины  $\xi_1$  таковы, что  $\xi_1 \simeq x$  и пластические течения незначительны, тогда как для других металлов при тех же значениях  $\xi_1$  оказывается, что  $\xi_1 > x$  и в зоне соединения возникают значительные пластические течения (величина  $x$  зависит от свойств металла, см. гл. 1, § 3). Отметим, что именно учет свойств металлов при выборе величин  $\xi_1$  и  $N$  позволил достичь в общих чертах одинакового характера процесса сварки разных металлов с различными кристаллическими решетками [58].

Механизм объясняют не только на основе «частных проявлений» процесса сварки, но и путем сопоставления с другими видами сварки. Хотя

при этом отмечают, что ультразвуковая сварка не похожа ни на один из известных процессов [7, 9, 19], все же в большинстве случаев указывается, что она в значительной степени их напоминает. Считают, например, что имеется определенное сходство между ультразвуковой и холодной, или прессовой сваркой [41, 91, 110], а также между ультразвуковой сваркой и сваркой трением [12, 21, 30, 53, 110, 111]. Такие заключения представляются нам односторонними<sup>1</sup>.

Есть основания согласиться с тем, что между ультразвуковой сваркой и сваркой трением имеется сходство, но при этом есть целый ряд оговорок, хотя бы потому, что трение при ультразвуковой сварке имеет весьма специфический характер (см. гл. 1, § 3). В работе [21] указывается, что при ультразвуковой сварке процессы трения происходят значительно скорее, нежели при сварке трением. Но если сопоставить линейные скорости перемещения деталей (рассматриваем сварку трением вращением) при обоих видах сварки, то неправильность этого утверждения очевидна: порядок величин скоростей одинаков для обоих видов сварки. Надо еще принять во внимание, что при сварке трением вращением зоны схватывания многократно разрушаются и места схватывания перемещаются по поверхностям деталей на значительные расстояния. При ультразвуковой сварке этого не происходит. Наиболее близкой к ультразвуковой сварке по кинематической схеме, пожалуй, является сварка вибротрением с возвратно-поступательным движением деталей. При сопоставлении с холодной сваркой (осуществляется при температурах  $T$  ниже температуры рекристаллизации  $T_{\text{рекр}}$ ) или прессовой сваркой (при  $T > T_{\text{рекр}}$ ) сбрасывают со счетов непрерывное воздействие ультразвуковых колебаний на образование соединения и оперируют только вызванным ими нагревом и сварочным статическим давлением  $N$ . Но удельное давление при ультразвуковой сварке, даже с учетом нагрева, обуславливающего снижение предела текучести свариваемого металла [12], заметно меньше, чем при прессовой сварке, поэтому характер деформации металла в этих двух видах сварки различен.

Уместно сделать еще следующее замечание. Сравнительно новые виды сварки — холодная и сварка трением имеют свою специфику, резко отличную в некотором отношении от ультразвуковой сварки. Механизм образования соединения при этих видах сварки изучен недостаточно. Поэтому нам представляется нецелесообразным объяснять механизм ультразвуковой сварки сопоставлением с этими видами сварки. Сравнить различные виды сварки, безусловно, полезно лишь при условии возможности сопоставления их конкретных особенностей. Например, такой подход оказался плодотворным при сопоставлении схемы напряженного состояния металла в различных способах стыковой сварки давлением (контактная, холодная, сварка трением), хотя пластичное состояние металла достигается в них совершенно по-разному [112]. Конкретное сопоставление ультразвуковой и других видов сварки встречается редко, видимо, потому, что имеющиеся сведения о механизме сварки ультразвуком недостаточно полны и систематизированы. По нашему мнению, сначала следует свести воедино возможно большее количество экспериментальных данных, относящихся к процессу образования соединения, а затем уже на их основе строить представления о механизме образования соединения. Поэтому, рассмотрев в § 2—5 ряд металлофизических и тепловых явлений в зоне соединения, мы в § 6 перейдем к формулированию некоторых представлений о самом механизме ультразвуковой сварки.

---

<sup>1</sup> В некоторых работах, предполагающих сходство ультразвуковой сварки со сваркой трением, имеются данные, говорящие как раз об отсутствии такого сходства (см., например, [12]).

## § 2. Начальная стадия процесса сварки

В § 3 гл. 1 мы рассмотрели ряд явлений в зоне соединения. Напомним, что при ультразвуковой сварке возможны и реализуются два основных режима — без проскальзывания ( $\xi_1 \approx x$ ) и с проскальзыванием ( $\xi_1 > x$ ). При сварке плоским наконечником эти режимы могут реализоваться в чистом виде вследствие однородного распределения удельных тангенциальных сил  $f$  в зоне соединения. При сварке сферическим наконечником специфика состоит в том, что даже при  $\xi_1 < x$ , т. е. в том случае, когда проскальзывания поверхностей друг относительно друга нет, проскальзывание в зоне соединения все же происходит в пределах некоторого кольца (см. ниже).

Начнем с более простого случая плоского наконечника. Благодаря однородности сдвига по всей зоне соединения взаимодействие поверхностей в этом случае полностью определяется их микрогеометрией. Микронеровности поверхностей представляют собой естественный масштаб для процессов, происходящих в зоне соединения (отчасти это верно и для случая сферического наконечника). Мы рассмотрим здесь взаимодействие поверхностей, начиная с момента их сжатия и включения колебаний ( $\tau=0$ ) до того момента, когда  $\tau \approx \tau_1$ . На рис. 28 показаны профилограммы участков свариваемых поверхностей перед сваркой (медные пластины, протравленные  $\text{HNO}_3$ ). Сжатие этих шероховатых поверхностей контактным давлением  $N$  приводит к соприкосновению и пластическому растеканию наиболее высоких микронеровностей; напряжения в их контакте в 2—3 раза превосходят твердость металла [113]. Большинство микронеровностей не соприкасаются, и фактическая площадь касания  $S_\phi$  (сумма малых площадок, образованных соприкасающимися микронеровностями) составляет незначительную часть полной геометрической площади соприкосновения деталей  $S_n$ . Согласно [113], при сжатии любых поверхностей отношение  $S_\phi/S_n$  является функцией сжимающей нагрузки, зависит от механических свойств поверхностей, их шероховатости и величины  $S_n$ , причем это отношение может колебаться в пределах  $10^{-5}$ — $10^{-1}$ . При гладких поверхностях, хотя микронеровности сравнительно слабо деформированы, достигаются большие значения  $S_\phi$ , а напряжения в их контакте составляют половину твердости материала поверхностей [113]. При сварке одинаковых объектов давление  $N$  в каждом сварочном цикле поддерживают на одном уровне. Поэтому, если обеспечивать одинаковые механические свойства и микрогеометрию свариваемых поверхностей, т. е. установить одинаковые условия их подготовки к сварке, можно, очевидно, обеспечить стабильные исходные условия для сварки, что имеет большое значение для получения хороших соединений (см. работу [57] и § 3 гл. 3).

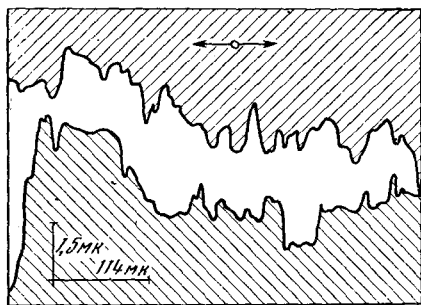


Рис. 28. Профилограммы свариваемых поверхностей

Включение ультразвуковых колебаний<sup>1</sup> (они показаны стрелками на рис. 28) приводит к появлению на соприкасающихся микронеровностях малых высокочастотных тангенциальных сил  $f$ , увеличивающихся со временем при  $\tau < \tau_1$ . Совместное действие сил  $\sigma$  и  $f$  ( $\tau$ ) должно ускорить растекание соприкасающихся микронеровностей, улучшить сближение поверхностей и обеспечить появление новых пар соприкасающихся микронеровностей. Такие процессы в зоне соединения

<sup>1</sup> Рассматривается процесс при условии  $\xi_1 \leq x$ .



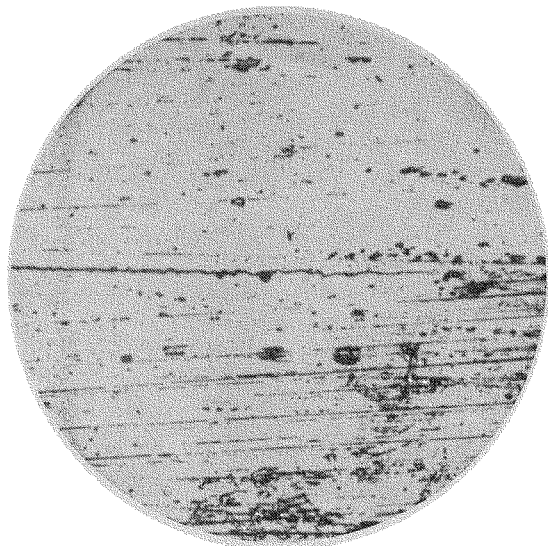


Рис. 29. Сближение поверхностей в начале сварки;  $\times 200$



Рис. 30. Полированное пятно (зона соединения при малых  $\tau$ )

должны сделать соприкасающиеся поверхности более гладкими. Имеется в виду «полировка», рассмотренная в § 3 гл. 1. Действительно, если прервать процесс сварки вскоре после включения колебаний ( $\tau \leq \tau_1$ ), то потребуется незначительное усилие, чтобы разнять детали (степень их сближения видна из поперечного разреза деталей на рис. 29), а их поверхности имеют гладкий «полированный» вид.

На рис. 30 показано такое полированное пятно, а на рис. 31 приведена профилограмма его поверхности.

Из сравнения рис. 28 и 31 ясно, что поверхности в зоне соединения стали гораздо более гладкими, средняя высота микронеровностей уменьшилась приблизительно с 2,0 до 0,25  $\mu\text{к}$ , а их средние радиусы увеличились с 30 до 230  $\mu\text{к}^1$ . То обстоятельство, что при  $\tau \approx \tau_1$  взаимодействуют уже гладкие поверхности, на которых величины  $\sigma$  в 4—6 раз меньше, чем на исходных поверхностях, отнюдь не означает, что скорость растекания микронеровностей уменьшится. Ведь пока  $\tau < \tau_1$ , т. е. пока длится процесс установления колебательной системы, величина  $f$  непрерывно возрастает и скорость растекания микронеровностей также должна расти, поскольку действующее напряжение в контакте микронеровностей определяется главным образом величиной  $f$  в соответствии с критерием пластичности Мизеса [129]

$$(\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + (\sigma_x - \sigma_y)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2) = 2k^2, \quad (21)$$

где  $k$  — предел текучести при одноосном сжатии; в нашем случае

$$\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2 \sim f^2.$$

Перейдем от геометрических характеристик полированных пятен к их металлофизическим характеристикам. Прежде всего, полировка должна увеличить твердость металла. Действительно, измерения микротвердости  $HV$  на полированном пятне при сварке меди дают увеличение  $HV$  на

<sup>1</sup> Эти данные измерений микрогеометрии поверхностей подтверждают допущение, сделанное в § 3 гл. 1, при переходе к выражению (10): можно принять  $R_1 h_{\max} = \text{const}$  при  $0 \leq \tau \leq \tau_1$ .

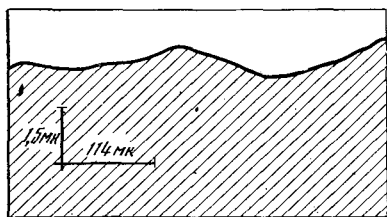


Рис. 31. Профилограмма поверхности полированного пятна

10% по сравнению с исходным металлом [58] <sup>1</sup>. Какова же структура этого слоя? Согласно [97], полированный слой на поверхности металла (слой Бэльби) толщиной порядка  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  мк не имеет четкой структуры. Это аморфизированный слой с большим количеством точечных и линейных дефектов, вследствие чего он обладает высокой внутренней энергией, т. е. повышенной способностью к схватыванию. Линейные дефекты (дислокации) на меди выявляются достаточно хорошо травлением.

Однако обнаружить ямки травления (т. е. места выходов дислокаций на поверхность) на полированном пятне не удается. Тем не менее принципиальная возможность вывить ямки травлением на полированном пятне на меди при  $\tau \ll \tau_1$  существует. На заимствованной в работе [114] фотографии показаны поверхности электрополированной медной детали после сварки в течение 0,01 сек (рис. 32); между разорванными первоначальными зонами схватывания видны системы полос скольжения, также являющиеся следами перемещения дислокаций. К сожалению, фотография эта получена при сварке в режиме  $\xi_1 > x$ . Из-за этого уже при малом времени  $\tau$  возникли зоны схватывания. То обстоятельство, что пришлось разрывать возникшие зоны схватывания, между которыми на рис. 32 видны полосы скольжения, не позволяет с полной уверенностью утверждать, что полосы скольжения возникли в результате взаимодействия свариваемых поверхностей. Они могли быть результатом деформаций в момент разрыва зон схватывания.

Есть и другой, модельный, путь исследования поверхностных явлений при взаимодействии двух поверхностей, одна из которых колеблется с ультразвуковой частотой, что соответствует схеме сварки. Исследования легко осуществить, используя кристаллы NaCl: ямки травления на ее поверхности, т. е. выходы дислокаций на поверхность, легко разрешаются при небольших оптических увеличениях (NaCl широко используется для исследования поверхностных явлений при трении). Проведенные нами на NaCl опыты показали, что после воздействия прижатой к поверхности кристалла <sup>2</sup> и колеблющейся параллельно ей с частотой 24 кгц и различными амплитудами площадки на поверхности NaCl выявляются ямки травления, причем их плотность растет с увеличением времени воздействия колебаний.

Мы останавливаемся на вопросе о выходе дислокаций на поверхность по следующей причине. Согласно последним работам в области схватывания [115, 116], необходимое условие схватывания при сварке в твердом состоянии, кроме сближения поверхностей, которое, как мы говорили, наблюдается при сварке ультразвуком, состоит в создании «активных центров» (дислокаций, вакансий) в приповерхностном слое, а также в выходе дислокаций на поверхность. Еще одно условие схватывания — отсутствие окисных пленок на соединяемых поверхностях или хотя бы нарушение их непрерывности; при ультразвуковой сварке это получается автоматически (при сварке меди см. [16]). На рис. 33 для примера приведена микрофотография поверхности алюминиевой детали ( $\tau=0,1$  сек,  $\xi_0=3$  мк), в середине которой на светлом участке видна сетка тонких тре-

<sup>1</sup> Величина микротвердости, очевидно, занижена, поскольку измерения производились при нагрузке 20 г, когда индентор продавливал тонкий наклепанный поверхностный слой и замерялась суммарная твердость этого слоя и «подложки».

<sup>2</sup> Свежий скол по плоскости (100); использовались обычные травители; удельная нормальная нагрузка порядка  $\tau_1$  для NaCl; после действия одной нормальной нагрузки ямки травления не обнаруживались.

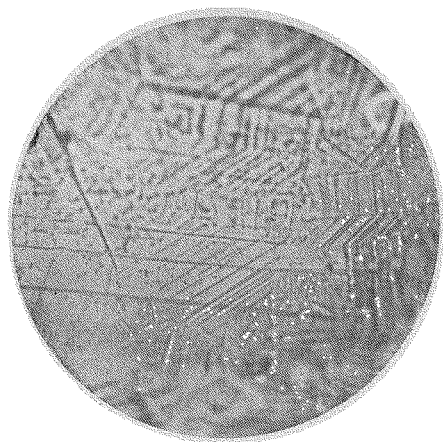


Рис. 32. Поверхность детали в зоне соединения при малых  $\tau$

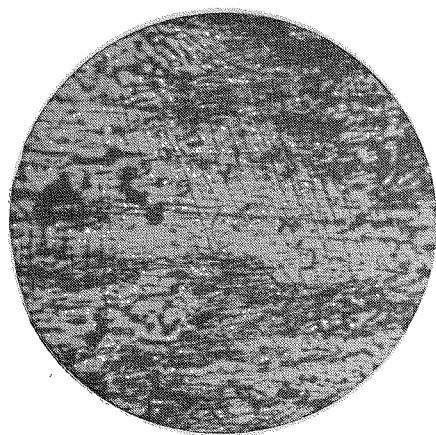


Рис. 33. Растрескивание окисных пленок в зоне соединения;  $\times 500$

щин в окисный пленке. Заметим, что аналогичной характер разрушения пленок на алюминии наблюдался при статическом сдвиге поверхностей в условиях предварительного смещения, т. е. при смещениях, близких к величине  $x$  для данных условий опыта [117].

Таким образом, необходимые для схватывания условия достигаются еще в начале сварки. Рассмотрение механизмов самого схватывания в показанных условиях выходит за рамки нашей задачи. К тому же эти вопросы далеко еще не разрешены.

Заметим, что рассмотренное состояние поверхностей влияет и на дальнейшее течение процесса (см. следующий параграф).

Обратимся теперь к явлениям в зоне соединения при сварке сферическим наконечником. При недостаточных амплитудах  $\xi_0$  и малых  $\tau$  образуется соединение в виде зон схватывания, расположенных по кольцу, причем внутри кольца встречаются лишь отдельные зоны схватывания; при достаточных амплитудах  $\tau > \tau_1$  в дальнейшем достигается полная свариваемость по всей зоне соединения, но первые зоны схватывания все равно образуют кольцо [41, 53] (см. рис. 11, б). Кольцо это расширяется к центру с увеличением мощности (или  $\xi_0$ ) [80], причем уже образовавшиеся зоны схватывания, которые видны в виде белых пятнышек на рис. 11, б, могут разрушаться [41, 80]. Поведение естественных окисных пленок при малых  $\tau$ , насколько нам известно, не исследовалось. Если же судить по данным для искусственных пленок (анодирование), относящимся к более поздним стадиям сварки, то непрерывность окисных пленок в начале сварки, безусловно, нарушается, но в центре зоны соединения в меньшей степени, чем у периферии. Все описанные явления находят естественное объяснение на основе анализа § 3 гл. 1. Измерения микротвердости  $HV$  поверхностей в зоне соединения на предварительно электрополированной меди ( $HV$  измерялась между зонами схватывания при нагрузке 1 г) показывают, что в случае сварки отожженной меди  $HV$  по сравнению с основным металлом увеличивается на 71%, а нагартованной — на 36% [41]. Таким образом, условия для схватывания обеспечены и, как это видно из рис. 11, б, схватывание и сварка происходят при малых  $\tau$ . В этом отношении процесс сварки со сферическим наконечником как бы «забегает вперед» по сравнению со сваркой с помощью плоского наконечника.

В последнем случае зоны схватывания возникают позже и имеют другое расположение (см. следующий параграф).

Как видно из предыдущего (см. § 3 гл. 1), общий характер явлений в зоне соединения при использовании сферического наконечника опре-

деляется прежде всего взаимодействием поверхностей как целого. Поэтому микрохарактеристики зоны соединения мы пока не рассматриваем, тем более, что профилограммы поверхностей в зоне соединения в этом случае не снимались. Имеется лишь качественная картина: поверхности полированы в центре, а зоны схватывания находятся на периферии. Однако на основании распределения силы (см. рис. 10 и 11, б) и по аналогии с микрогеометрией при использовании плоского наконечника можно предположить следующий ход событий. Профиль поверхностей в центре зоны соединения будет аналогичен показанному на рис. 31. По мере удаления от центра он будет все больше походить на исходный профиль (см. рис. 28), поскольку дальнейшая полировка затрудняется, так как энергия колебаний затрачивается преимущественно на деформирование зон схватывания, возникших на самых высоких микронеровностях.

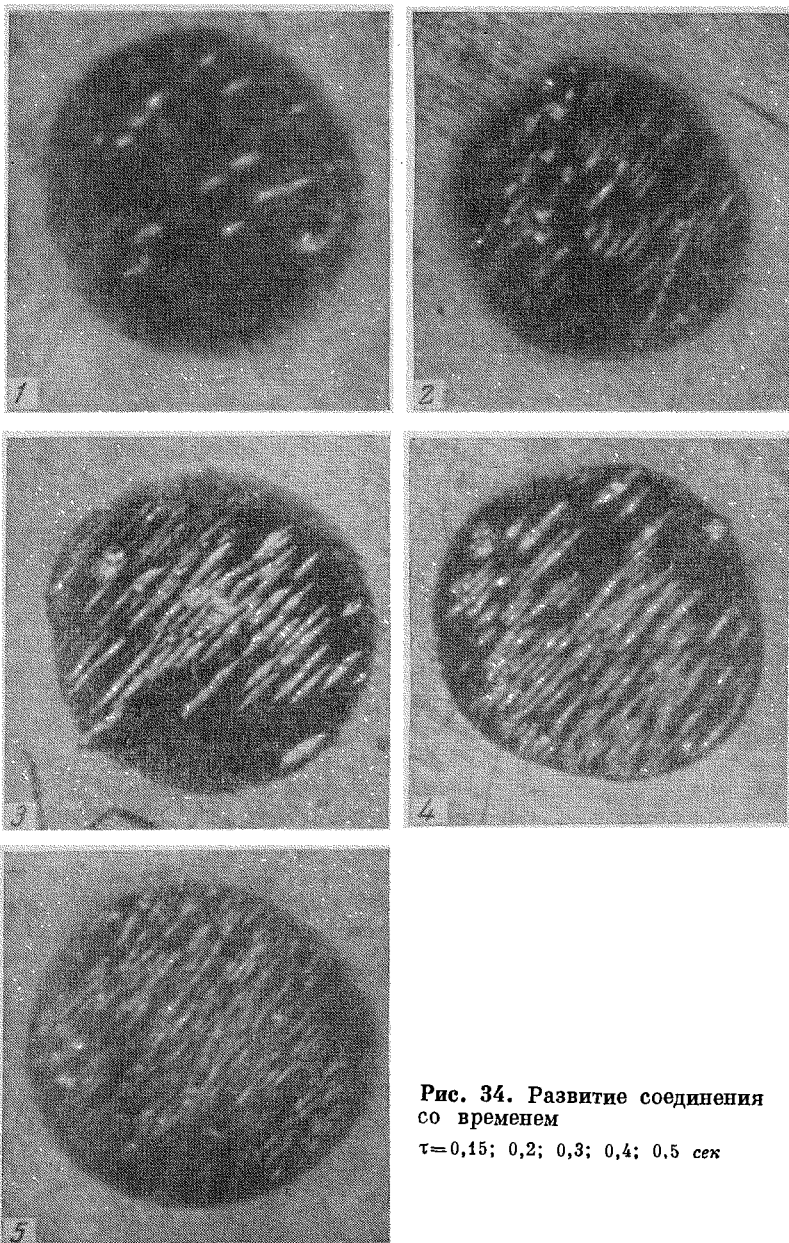
В заключение остановимся кратко на тепловых явлениях в зоне соединения при малых значениях  $\tau$ . По существу, зона соединения представляет собой зону дискретных контактов. О тепловых потерях в дискретном контакте, при условии, что смещения не превосходят величины  $x$ , упоминалось в § 3 гл. 1. Они рассмотрены также в ряде работ [118], в которых потери характеризуются петлей механического гистерезиса, а ее относительная площадь, т. е. относительная величина рассеянной в виде тепла энергии  $\Delta E/E$ , изменяется с ростом смещения поверхностей, как показано на рис. 16.

Потери в дискретном контакте при сварке будут дополнительно рассмотрены в § 4. Соображения о тепловых потерях относятся к сварке наконечниками обоих типов. Разница между ними состоит в том, что для плоского наконечника потери в среднем должны быть одинаковыми для всей зоны соединения и постепенно увеличиваться при  $\tau \rightarrow \tau_1$  ( $\xi_1 \rightarrow x$ ) в соответствии с кривой, приведенной на рис. 16. Для сферического наконечника уже при  $\tau < \tau_1$  потери в центре зоны соединения должны быть невелики (левая часть кривой рис. 16), а ближе к периферии они должны резко увеличиваться (правая часть кривой рис. 16). Пожалуй, наиболее дискуссионным является вопрос о локальных температурах в зоне соединения. Он рассмотрен в § 4 и 5.

Итак, в начале сварки, когда сварка ведется с помощью плоского наконечника, в зоне соединения наблюдается ряд процессов, подготавливающих схватывание. При использовании сферического наконечника уже с самого начала появляются зоны схватывания, расположенные по кольцу в соответствии с особенностями взаимодействия поверхностей как целого. Можно предполагать, что выделение тепла в начале сварки обусловлено прежде всего потерями энергии ультразвуковых деформаций в дискретных контактах зоны соединения.

### § 3. Последующие стадии сварки

Рассмотрим сначала последующие стадии сварки с использованием плоского наконечника. Как уже указывалось, при  $\tau > \tau_1$  на полированном пятне возникают зоны схватывания, причем с увеличением  $\tau$  их количество возрастает. Это иллюстрируется на рис. 34 серией фотографий зоны соединения медных деталей, полученных при различных значениях  $\tau$  [88]. Перед фотографированием соединения были разорваны. Видны зоны схватывания в виде светлых черточек на темном полированном пятне. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что зоны схватывания ориентированы в одном направлении, совпадающем с направлением колебаний сварочного наконечника. Это явление пока не нашло достаточного объяснения, можно лишь предполагать, что ориентация зон схватывания вызвана той же ориентацией удельных тангенциальных напряжений  $f$



**Рис. 34.** Развитие соединения со временем

$\tau = 0,15; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$  сек

в местах действительного контакта поверхностей в зоне соединения. Под действием этих ориентированных напряжений растекание металла, растрескивание окисных пленок, т. е. подготовка условий для схватывания, достигается прежде всего в направлении действия напряжений  $f$ . Любопытно в связи с этим отметить, что изменение механических свойств металла и окисных пленок (та же медь, охлажденная непосредственно перед сваркой до  $-70^\circ \text{C}$ ) меняет геометрию зон схватывания. Они приобретают округлую форму и такой ориентации, как на рис. 34, не наблюдается. Упомянем еще одно обстоятельство, характеризующее процесс возникновения первых зон схватывания. Известно [102], что схватывание (образование металлических связей) облегчается с увеличением вероят-

ности совпадения кристаллографических ориентаций зерен на соединяемых поверхностях. Поэтому ожидалось, что при малом  $\tau$  соединения деталей с одинаково ориентированной текстурой будут более прочными. Для этой цели сваривался алюминий чистотой 99,99%,  $\delta=0,75 \pm 0,75$  мм, подвергнутый интенсивной прокатке для образования текстуры:  $\xi_0=4$  мк,  $N=220$  кГ,  $\sigma=8,0$  кГ/мм<sup>2</sup>,  $\tau=0,2$  сек. Действительно, в случае совпадения текстур прочность соединений на срез оказывалась на 25% выше, чем у образцов с текстурой, ориентированной по-разному, скажем, перпендикулярно [88].

Развитие процесса сварки характеризуется следующим любопытным обстоятельством: твердость поверхности полированного пятна при сварке меди между зонами схватывания продолжает увеличиваться со временем; при  $\tau=0,95$  сек она на 15% выше исходной [58], т. е. взаимодействие поверхностей и их «приполировка» между зонами схватывания продолжается и на более поздних стадиях сварки.

Некоторые особенности процессов в зоне соединения при использовании сферического наконечника, который «забежал вперед» в смысле развития соединения, уже описаны в предыдущем параграфе. При сварке с помощью сферического наконечника не удается разделить начальную и последующие стадии процесса; зоны схватывания, расположенные по кольцу, расширяющемуся со временем, могут возникать уже при малых  $\tau$  — порядка сотых долей секунды. Напомним только, что соединение растет за счет расширения кольца внутрь, а при больших радиусах наконечника в середине зоны соединения остается непроваренная область. Интересно отметить, что, как и во время сварки плоским наконечником, при малых  $\tau$  образование первых зон схватывания зависит от исходного размера зерна металла деталей. Количество этих зон, как видно из рис. 35, неодинаково при сварке медных деталей с исходным крупным или мелким зерном. Такие результаты объясняют большей вероятностью совпадения на свариваемых поверхностях зерен с близкой ориентацией кристаллографических плоскостей при меньшем размере этих зерен [121]. По мере увеличения времени сварки влияние структуры основного металла на образование соединения сглаживается. К сожалению, мы не располагаем систематическими данными, которые позволили бы иллюстрировать фотографиями типа рис. 34 развитие соединения в зависимости от радиуса сферического наконечника и от величины  $\xi_0$  или мощности. Некоторые сведения по этому вопросу можно извлечь из рассмотрения микроструктуры уже сваренных соединений.

Итак, при сварке как сферическим, так и плоским наконечником соединение образуется в результате увеличения числа зон схватывания, которые в конце концов сливаются, образуя сплошную зону соединения.

Что же представляют собой элементы соединения — зоны схватывания? Экспериментальные данные, относящиеся к этому вопросу, сводятся к следующему. Зоны схватывания, если исключить упомянутую неоднократно особенность — соединение по кольцу при сварке сферическим наконечником образуются в произвольных местах в зоне соединения. Кроме усредненных качественных характеристик этих произвольных мест (см. рис. 35), более детальных прямых сведений в литературе нет. Можно лишь предполагать, что зоны схватывания возникают прежде всего там, где на соприкасающихся поверхностях имеются благоприятно ориентированные кристаллы (согласно [116], это условие не необх димо). или там, где раньше, чем в других местах, достигается хорошее сближение поверхностей благодаря более значительным пластическим деформациям, обеспечивающим лучшие условия схватывания (выходы дислокаций, нарушение непрерывности пленок). Относительно микроструктуры зон схватывания сведений мало. Например, о сварке алюминия указывают, что при малых  $\tau$  образуются общие кристаллы, количество которых невелико, так как для их образования требуется совпадающая ориентация осей

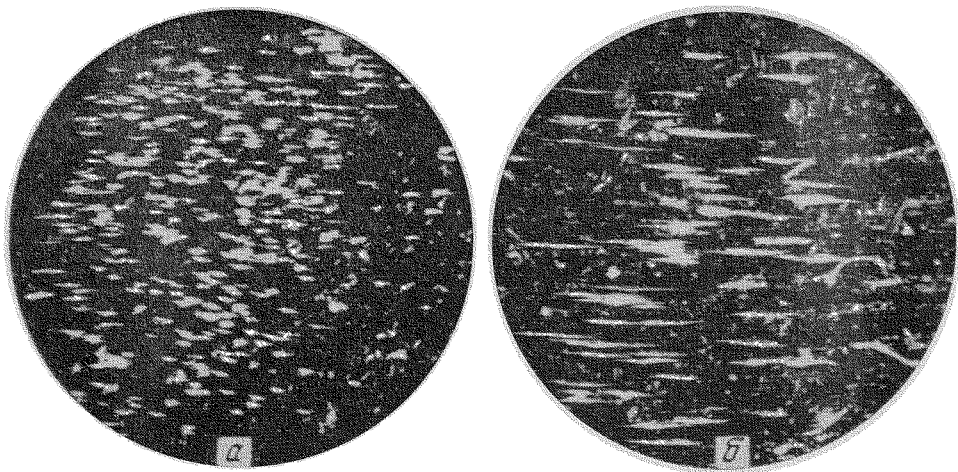


Рис. 35. Зоны схватывания при малых  $\tau$ ;  $\times 16$

*a* — средняя величина зерна  $200 \text{ мк}^2$ ; *b* — средняя величина зерна  $9000 \text{ мк}^2$

кристаллов [95, 98]. В работе [88] приведены микрофотографии зон схватывания на алюминии, полученные при сварке плоским наконечником в режиме  $\xi_1 > x$  (рис. 36, *a*) и в режиме  $\xi_1 \approx x$  (рис. 36, *b*). На рис. 36, *a* видна характерная текстура пластической деформации; можно полагать, что светлые области на рис. 36, *b* — это общие зерна, образовавшиеся за время  $\tau \approx 0,15 \text{ сек}$ . Слева и справа от этой зоны соединение еще не образовалось.

Определенной характеристикой зон схватывания является их прочность. Удельная прочность соединений, т. е. отношение их прочности на разрыв при разных  $\tau$  к соответствующей сумме площадей зон схватывания, обнаруживаемых после того, как соединение разорвано (см. рис. 34), оказывается приблизительно постоянной и равной удельной прочности полностью сваренного соединения (сварка меди, алюминия плоским наконечником при  $\xi_1 \leq x$ ) [46].

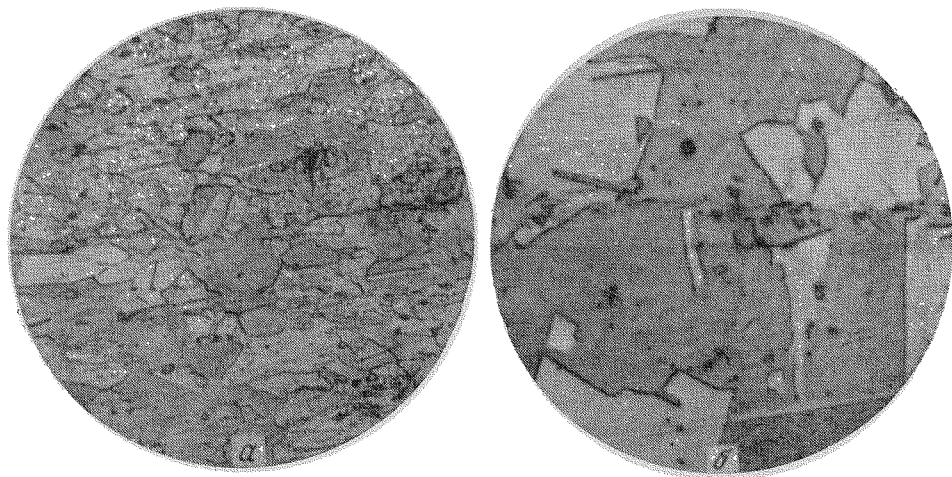
Таким образом, зоны схватывания — это элементы соединения, обладающие определенной прочностью, в которых не только произошло схватывание, но и успели произойти некоторые диффузионные процессы,



Рис. 36. Микрофотографии зон схватывания

*a* —  $\times 600$ ; *b* —  $\times 200$





**Рис. 37.** Соединение технической меди

*a* —  $\times 500$ ; *b* —  $\times 1000$

обусловившие образование общих для обеих деталей зерен (сварка плоским наконечником,  $\xi_1 \leq x$ ), или же произошли значительные пластические деформации — течения металла (сварка сферическим наконечником,  $\xi_1 > x$ ).

Обратимся к металлографическим характеристикам сваренных соединений. На рис. 37—41 приведены микрофотографии типичных участков зоны соединения различных металлов, сваренных плоским наконечником, при  $\xi_1 \approx x$ . На некоторых микрофотографиях зона соединения обозначена стрелками. На рис. 37 показана зона соединения технической меди при различных увеличениях. На рис. 38, *a* видна зона соединения бескислородной меди у края сварной точки (черное пятно на снимке — край точки), а на рис. 38, *b* — зона соединения при большем увеличении (по середине зерна проходит цепочка округлых включений — коагулировавшие остатки окислов) [58]. На рис. 39 показана микроструктура зоны соединения железа армко, декорированная включениями (коагулировавшие остатки окисных пленок), а на рис. 40 — зона соединения цинка [58].



**Рис. 38.** Соединение бескислородной меди

*a* —  $\times 500$ ; *b* —  $\times 1800$



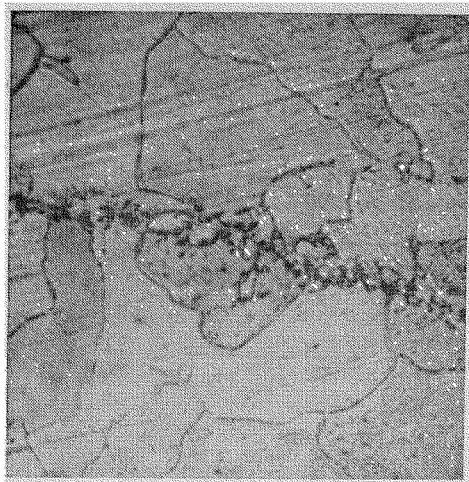


Рис. 39. Соединение железа армо;  $\times 500$



Рис. 40. Соединение цинка;  $\times 150$

В середине рис. 40 зерно с двойниками; границы зерен в зоне соединения выявляются хорошо, но травимость границ слабее, чем в основном металле. На рис. 41 даны фотографии зоны соединения магниевого сплава [120].

Сравнение рис. 37—41 показывает, что несмотря на различие кристаллических решеток и свойств сваренных металлов, соединения аналогичны по характеру микроструктуры — всегда существуют зерна правильной формы, общие для обеих сваренных деталей. (Мнение о том, что образование общих зерен возможно лишь при сварке гцк металлов и только в случае совпадения кристаллографических ориентаций зерен на свариваемых поверхностях [95], очевидно, ошибочно.) Видимых следов значительных («турбулентных») пластических течений не замечено. Правда, в ряде случаев наблюдаются области пластических течений типа, показанного на рис. 42. Размеры таких областей соответствуют радиусам волнистости микрогеометрии поверхностей, показанной на рис. 31; видимо, их происхождение вызвано заметным несовпадением микрорельефа поверхностей (пустоты) и течением металла в такие пустоты.

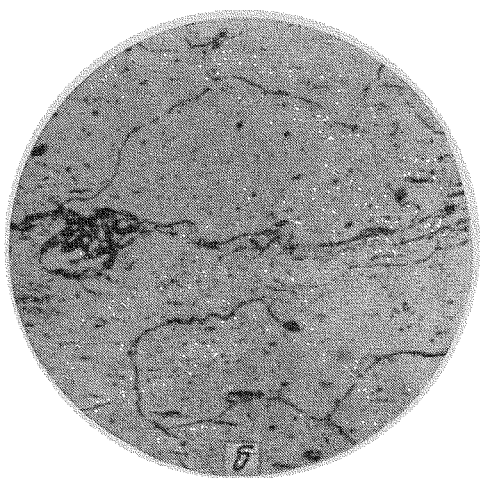
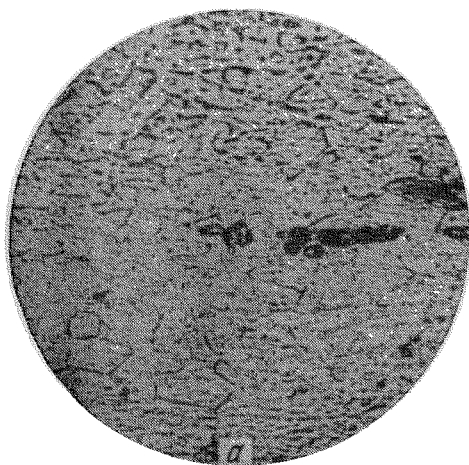
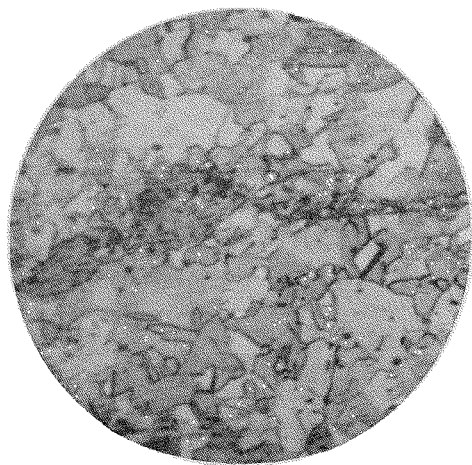
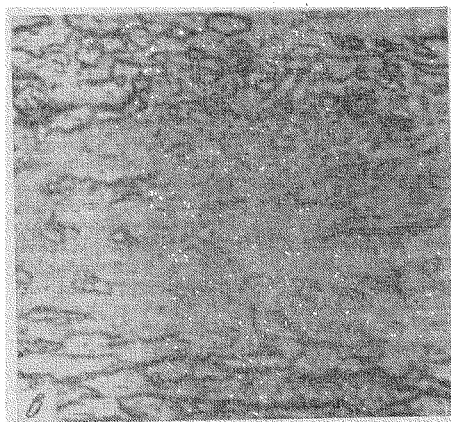
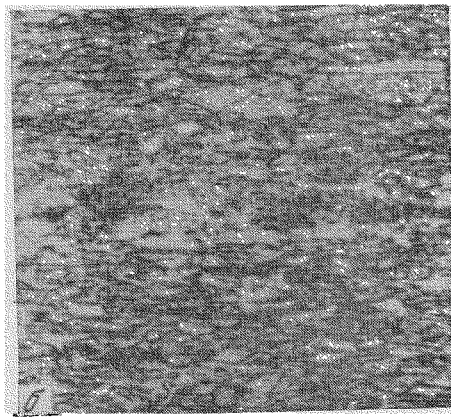
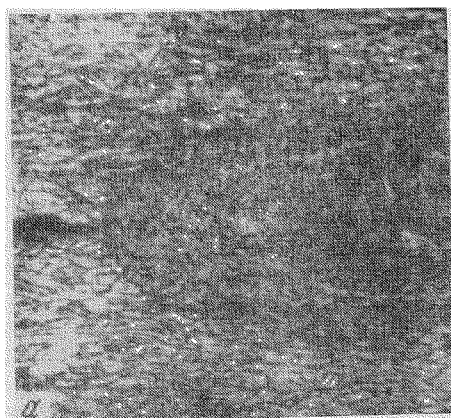


Рис. 41. Соединение магниевого сплава;  $\times 500$

а — непосредственно после сварки; б — после отжига в течение 2 час при 300 °С



**Рис. 42.** Область пластического течения в соединении меди;  $\times 300$



**Рис. 43.** Две области в соединении меди [10]

*a* — край зоны соединения,  $\times 150$ ; *б* — середина зоны соединения,  $\times 150$ ; *в* — середина зоны соединения,  $\times 500$

Рассмотрим теперь микроструктуры соединений, сваренных сферическим наконечником. Прежде всего напомним, что особенности взаимодействия деталей при сварке этим наконечником влияют на состояние окисных пленок в зоне соединения (см. рис. 43, на котором показано распределение искусственных окисных пленок в сваренном соединении). Характер распределения естественных и искусственных окисных пленок в зоне соединения аналогичен показанному на рис. 43 [41, 70, 121]: они слабо раздроблены и разориентированы в центре зоны и гораздо сильнее у ее края. Микроструктура соединений при сварке наконечником большого радиуса [7, 19, 34], когда распределение сил  $f$  по зоне соединения достаточно гладкое, напоминает фотографии микроструктуры, показанные на рис. 38—42. Микрофотографии в работах [7, 19, 34], которые здесь не приводятся, по-видимому, делались на соединениях, полученных при  $\xi_1 \approx x$ , и относятся к областям зоны соединения, находящимся между центром и периферией соединения. При сварке наконечником малого радиуса наблюдается иная картина: согласно работе [10], в зоне соединения можно выделить две области. В первой области, которая занимает меньшую часть зоны соединения, имеются своеобразные завихрения высотой до 0,4 мм (сварка меди  $\delta = 0,7 + 0,7$  мм,  $\xi_0 = 20$  мк) с взаимным проникновением слоев обеих соединяемых деталей (край точки на рис. 43, а; ср. с рис. 38, а). Вторая область (рис. 43, б) мелкозернистого строения высотой 0,1—0,15 мм занимает большую часть зоны соединения и представляет собой плавный переход от одной детали к другой. Иногда кристаллическое строение металла в этой области не выявляется даже при большом увеличении (рис. 43, в). Из сказанного следует, что микроструктура соединения, так же как распределение окисных пленок, в известной степени отражает особенности сварки сферическим наконечником малого радиуса. Отметим, что сопоставление рис. 43, 37 и 38 позволяет обнаружить заметную разницу в микроструктуре соединений и высоте зоны соединения, определяемой по измененному, по сравнению с основным металлом, строению.

Интересно сопоставить микроструктуру зоны соединения, согласно работам [10] и [41], поскольку в обоих случаях сваривалась медь и сварочные наконечники имели приблизительно одинаковый радиус, но величины  $\xi_0$  были различными: 16—20 мк [10] и до 30 мк [41]. Сопоставление показывает, что нарушения структуры металла и пластические деформации гораздо сильнее при больших  $\xi_0$ . В работе [10] производился отжиг сваренных соединений в течение 10 мин при 600° С. На рис. 44, а показана зона соединения после отжига. Различный размер зерна в основном металле и зоне соединения после отжига объясняют тем, что внедренные в металл зоны соединения частицы окисных пленок препятствуют собирательной рекристаллизации. В работе [41] производился более полный отжиг соединений (900° С, в течение 5 час), и тем не менее структура металла в зоне соединения изменилась незначительно, хотя вблизи этой зоны выросли крупные зерна (рис. 44, б). По-видимому, дело здесь заключается в том, что сварка производилась при таких амплитудах относительных колебаний деталей  $\xi_1$ , которые значительно превышали величину  $x$  для данных условий сварки. Сильные пластические течения металла в зоне соединения дробили и рассеивали в металле обломки окисных пленок гораздо больше, чем в экспериментах, описанных в работе [10]. Таким образом, в зоне соединения находится много границ раздела в виде хаотически расположенных обломков окисных пленок, и именно они препятствуют собирательной рекристаллизации. В этой связи интересно проведенное в работе [41] сопоставление соединений, полученных с помощью ультразвука и холодной сварки. В обоих случаях вследствие значительных пластических течений в зоне соединения происходит дробление пограничных кристаллов; отдельные зерна металлографически не выявляются [41]. Но при холодной сварке значи-

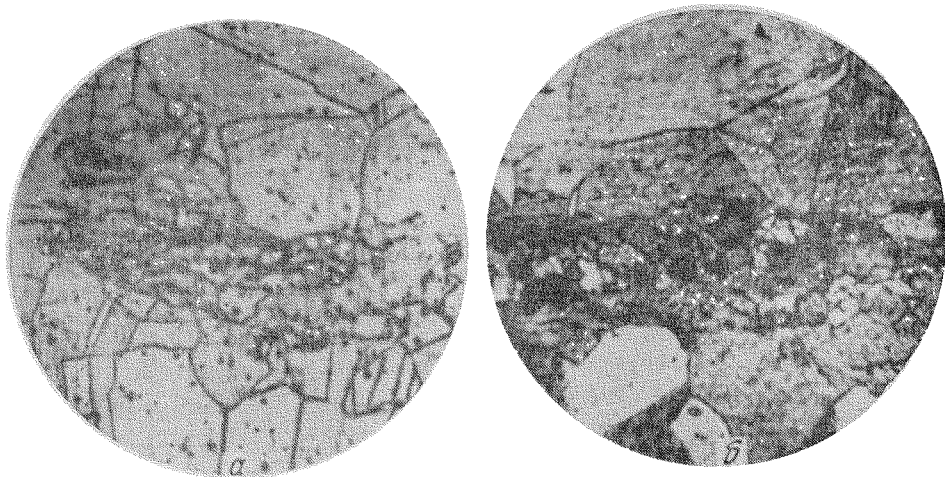


Рис. 44. Отожженные соединения меди

*a* — [10],  $\times 500$ ; *b* — [11],  $\times 500$

тельная часть окисной пленки удаляется из зоны соединения, а при ультразвуковой сварке остается, перемешиваясь с металлом. Поэтому металлы в зоне соединения после холодной сварки полностью рекристаллизуются за 3 час ( $T=900^\circ\text{C}$ ), а после ультразвуковой сварки сферическим наконечником при больших  $\xi_1$  — только за 50 час ( $T=900^\circ\text{C}$ ) [41].

Рассмотрим некоторые металлофизические характеристики зоны соединения. Дополнительные сведения о процессах, происходящих в зоне соединения, дают измерения микротвердости и рентгеноструктурные исследования соединений, полученных при разных значениях  $\tau$  [58].

На рис. 45 приведены результаты измерения микротвердости  $HV$  на соединениях из меди<sup>1</sup> чистотой 99,93%,  $\delta=1+1\text{ мм}$ , нагрузка 20 г. По оси абсцисс отложено расстояние  $y$  от бывшей границы раздела деталей в миллиметрах. Кривые соответствуют указанным на рисунке временам сварки и показывают постепенное разупрочнение (упрочнившихся в начале сварки) зон схватывания, происходящее, видимо, вследствие диффузии ( $HV$  основного металла  $\sim 70\text{ кг/мм}^2$ ). Используя формулу, связывающую  $HV$  металла с плотностью дислокаций  $N$  [74], получаем, что максимальной величине  $HV 110\text{ кг/мм}^2$  ( $\tau=0,7\text{ сек}$ ) соответствует весьма высокое значение  $N=10^{11}\text{ см}^{-2}$ . Близкие значения  $HV$  получены нами при непосредственном счете ямок травления на микрошлифах зоны соединения. Интересные результаты мы получили из детальных измерений  $HV$  по направлению к опоре и к наконечнику от зоны соединения (см. рис. 47, *a*).

При рентгеновских исследованиях облучали область высотой около 1 мм и длиной 2 мм вдоль оси точки с центром в зоне соединения [58]. Применяли трубку с медным анодом (лучи  $\text{CuK}_\alpha$ ) и использовали камеру КРОС-1 с фокусировкой линии от плоскостей [420]. Эта линия имеет наибольший угол скольжения ( $72^\circ 30'$ ) и ее расширение в основном определяется напряжениями II рода [130]. Расчет физического расширения производится по методике, предложенной в работе [130]. Результаты исследований 20 образцов приведены на рис. 46 (каждая точка — среднее из трех независимых измерений). Наибольшее расширение линий  $B_0/b_0=1,7$  ( $B_0$  — ширина линии зоны соединения деталей;  $b_0$  — ширина

<sup>1</sup> Аналогичные результаты получены на соединениях алюминия.

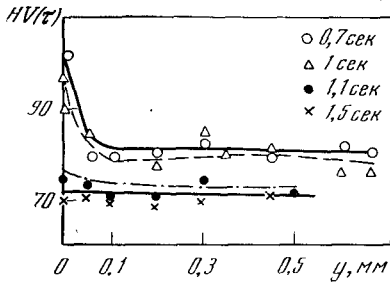


Рис. 45. Микротвердость  $HV(\tau)$  в соединениях меди [58]

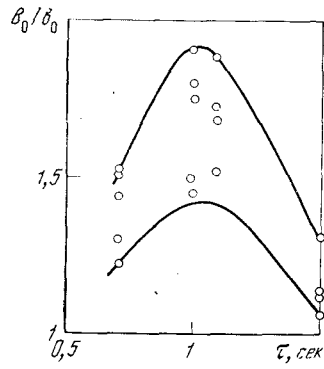


Рис. 46. Распирение рентгеновских линий в соединениях меди [58]

линии эталона) дают образцы, сваренные при  $\tau=1,0-1,1$  сек. Найденное по физическому расширению  $\beta=8,4 \cdot 10^{-3}$  ( $\tau=1,0-1,1$  сек) относительное искажение кристаллической решетки составляет  $\Delta a/a=6,6 \cdot 10^{-4}$ . Величина остаточных напряжений II рода при  $E_{\text{мед}}=15\,000$  кг/мм<sup>2</sup> составляет  $(10 \pm 2)$  кг/мм<sup>2</sup>. Из рис. 46 видно, что величина остаточных напряжений меняется с течением времени и проходит через максимум. Если сопоставить измерения  $HV(\tau)$  с рентгеновскими данными, то микротвердость не проходит через максимум при изменении  $\tau$ , а при рентгеновских измерениях максимум  $B_0/b_0$  обнаруживается. Это объясняют [58] тем, что микротвердость характеризует упрочнение отдельных зон схватывания, которые с момента возникновения испытывают знакопеременные деформации, а облучаемая рентгеновскими лучами область содержит при малых  $\tau$  незначительное количество таких зон (в начале сварки их мало). Следовательно, расширение невелико. С течением времени количество зон схватывания растет и при  $\tau=1,0-1,1$  сек они заполняют всю зону соединения. Этому как раз соответствует увеличение  $B_0/b_0(\tau)$  вплоть до максимума при  $\tau=1,0-1,1$  сек. Как следует из данных для  $HV(\tau)$ , разупрочнение начинается несколько раньше ( $\tau=0,7-1,0$  сек). В дальнейшем ход зависимостей  $HV(\tau)$  и  $B_0/b_0(\tau)$  совпадает.

Приведенные данные о микроструктуре зоны соединения,  $HV(\tau)$  и  $(B_0/b_0)(\tau)$  при сварке плоским наконечником в условиях  $\xi_1 \approx x$  показывают, что за небольшое время сварки в зоне соединения происходят заметные диффузионные изменения.

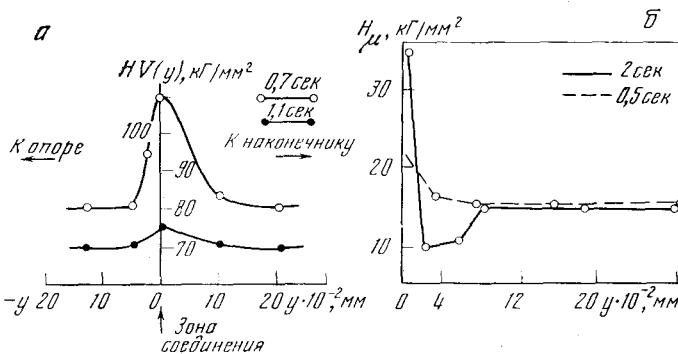


Рис. 47. Микротвердость  $HV(y)$  в соединениях меди а — при  $\xi_1 \approx x$ ; б — при  $\xi_1 > x$  [41]

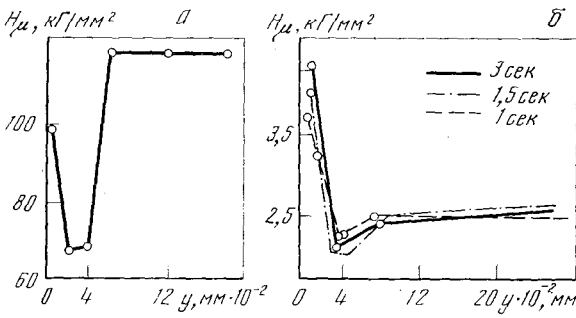


Рис. 48. Микротвердость  $H_{\mu}$  в соединениях Д16АТ (а) и нагартованного алюминия (б) [41]

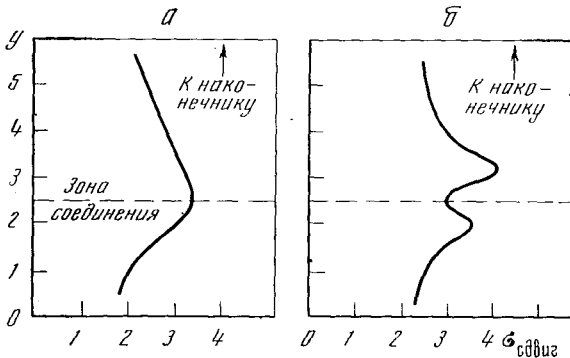


Рис. 49. Схема напряженного состояния в соединениях меди для некоторого момента времени в середине сварочного цикла

а — при  $\xi_1 \approx x$ ; б — при  $\xi_1 > x$  [41]. Величины  $\sigma_{\text{сдвиг}}$ ,  $y$  выражены в относительных единицах

Рентгеновские исследования зоны соединения при сварке сферическим наконечником разнородных пар металлов производились только для режима  $\xi_1 > x$  [114] (см. § 5). В работе [41] измерялась микротвердость в зоне соединения в зависимости от координаты  $y$  (см. рис. 47, б). Сравнение рис. 47, а и б показывает некоторое сходство зависимостей  $HV(y)$  при заметной разнице режимов сварки ( $\xi_1 \approx x$  — рис. 47, а и  $\xi_1 > x$  — рис. 47, б).

Из приведенного рис. 47 можно сделать следующий вывод: зависимости  $HV(y)$  по существу отражают схему напряженного состояния или зависимости сдвиговых напряжений от координаты  $y$ , имеющуюся в зоне соединения (см. рис. 49). Особенность этого напряженного состояния, иллюстрируемая, в частности, рис. 47, а, состоит в том, что величины  $HV$  по направлению к сварочному наконечнику превышают величины  $HV$  по направлению к опоре. Из рис. 47, б и 48 [41] следует, что с течением времени  $HV(\tau)$  не понижается, как на рис. 45 (и рис. 47, а), а повышается, т. е. разупрочнения металла в зоне соединения при режиме  $\xi_1 > x$  не наблюдается. Из приведенных данных по микроструктуре зоны соединения и микротвердости в ней следует, что в режиме сварки, когда  $\xi_1 > x$ , заметных диффузионных изменений в зоне соединения не происходит.

При сварке в зоне соединения нагревается металл (см. § 4); источником тепла являются потери в дискретных контактах, пока такие контакты существуют, т. е. до  $\tau \approx 1,0$  сек при сварке меди плоским наконечником, и потери энергии на деформирование зон схватывания (см. схему напряженного состояния на рис. 49). Это следует из зависимостей  $HV(\tau)$  в зоне соединения, отражающих процесс деформирования металла, и из того обстоятельства, что, как известно, значительная доля энергии, затрачиваемой на деформирование, рассеивается в виде тепла.

Таким образом, если судить по микроструктуре, характеру развития и другим характеристикам соединений, процесс сварки сферическим и

плоским наконечниками происходит на всех стадиях сварки по-разному, в соответствии с особенностями взаимодействия поверхностей в зоне соединения для этих наконечников; при значительных амплитудах ультразвуковых колебаний  $\xi_1 > x$ , особенности, связанные со сферической формой наконечника, не обнаруживаются.

В соединениях, полученных при  $\xi_1 \approx x$ , происходят заметные диффузионные изменения, обнаруживаемые различными методами.

Когда сварка производится в условиях  $\xi_1 > x$ , диффузионных изменений не наблюдается.

#### § 4. Тепловые процессы при сварке

Исследование природы источников тепла, связанной с особенностями механизма сварки, расширяет представления о механизме процесса. Интересен также вопрос о количестве тепла, выделяющегося при сварке, и удельной производительности действующих во время сварки источников тепла. Тепловые расчеты системы активной волновод—свариваемые детали—опора важны для оценки энергии, затрачиваемой на сварку, и выяснения путей управления тепловым режимом сварки, в частности, нагревом зоны сварки, который в ряде случаев надо ограничивать.

В большинстве работ, посвященных ультразвуковой сварке [12, 19, 31, 37, 41, 47, 57 и т. д.], исследовались тепловые процессы. Кроме экспериментальных исследований с помощью точечных термопар, размещаемых в различных участках зоны соединения и зоны сварки, а также естественных термопар, образованных свариваемыми деталями, производились расчеты температур  $T$ . Результаты этих расчетов, основанных на гипотезе сухого трения в зоне соединения и в контакте наконечник—деталь, обычно не совпадают с данными экспериментов. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных результатов отмечено только в работах [31, 57]. В работе [57], в которой использовалась массивная опора, расчет температуры в зоне сварки производился при следующих допущениях: суммарный тепловой поток от источников постоянный, т. е. их производительность постоянна, а нижняя деталь вместе с опорой образует полубесконечное тело; источник тепла считался распределенным по кругу. Такая задача решена в работе [122].

В работе [31] предложена более общая схема расчета, которой мы и будем следовать.

Остановимся сначала на некоторых результатах измерений температур, выполнявшихся при сварке различных металлов. Из рассмотрения большого количества данных можно заключить, что вид кривых  $T(\tau)$  может быть самым различным, в зависимости от условий сварки и параметров режима  $\xi_0, N$ . Однако наблюдается ряд определенных закономерностей.

Увеличение мощности, передаваемой в зону сварки, или величины  $\xi_0$  в отсутствие проскальзывания наконечника влечет за собой рост максимальной достижимой в зоне соединения температуры, а в ряде случаев — и скорость роста температуры [12, 19, 47]. Последнее подтверждается и нашими данными. Увеличение сварочного давления  $N$  увеличивает максимальную температуру [12] лишь до некоторого предела, после которого величина максимальной температуры снижается [19]. Можно выделить два типа зависимостей  $T(\tau)$ , не зависящих от теплопроводности свариваемых материалов и условий сварки. Для зависимости первого типа характерен быстрый рост температуры при малых  $\tau$ , после чего температура остается постоянной или слабо меняется. Для зависимости второго типа характерно монотонное, иногда почти линейное [31] нарастание темпера-

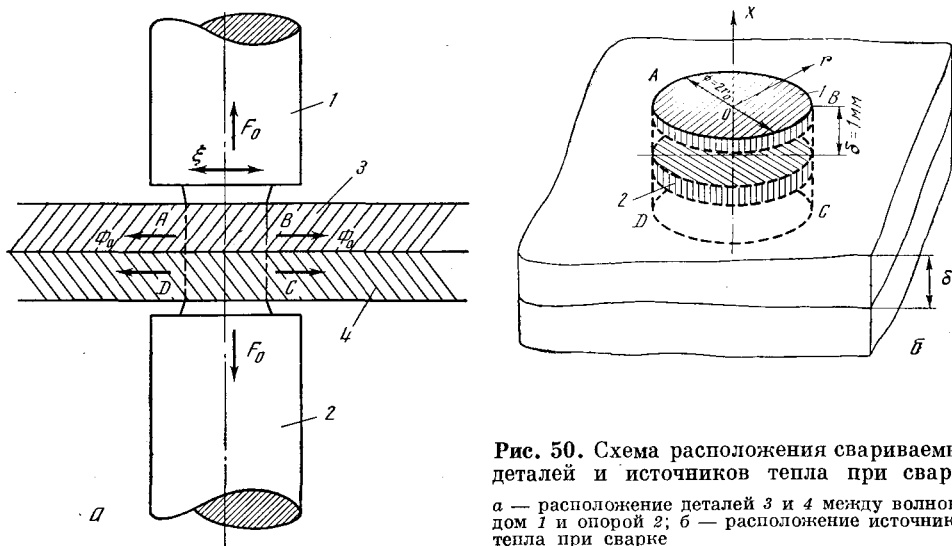


Рис. 50. Схема расположения свариваемых деталей и источников тепла при сварке  
 $a$  — расположение деталей 3 и 4 между волноводом 1 и опорой 2;  $b$  — расположение источников тепла при сварке

туры в течение всего процесса сварки. С уменьшением  $\xi_0$  или передаваемой в зону сварки мощности, т. е., как мы полагаем, с приближением к условиям предварительного смещения  $\xi_1 \approx x$  (см. § 3 гл. 1), скорость роста  $T$  ( $\tau$ ) при малых  $\tau$  уменьшается [19, 47, 57], что совпадает и с нашими данными. К сожалению, только в работе [31] обращено внимание на то обстоятельство, что зависимости  $T$  ( $\tau$ ) первого типа соответствуют соединениям, в микроструктуре которых обнаруживаются значительные пластические течения («турбулентности»). Зависимости второго типа соответствуют соединениям, в которых таких течений не наблюдается.

Вопрос о геометрии источников тепла при сварке можно считать решенным. Так, в работах [31, 57] показано наличие двух основных источников тепла: в контакте наконечник—деталь и в зоне соединения. Эти источники, изображенные в виде дисков, обозначены цифрами 1 и 2 на рис. 50, б. Схема рис. 50, б использовалась для тепловых расчетов при сварке меди в работе [31]. Как показывает опыт, такая схема отражает существо дела на самых ранних стадиях сварки и особенно при сварке малотеплопроводных металлов [12]. При сварке высокотеплопроводной меди диски 1 и 2 можно заменить цилиндром того же радиуса высотой  $2\delta$ , полагая температуру по его объему постоянной [31]. Покажем порядок теплового расчета для системы, изображенной на рис. 50, а в двух режимах:  $\xi_1 > x$  и  $\xi_1 \approx x$ . В первом режиме производительность источника тепла примем постоянной и определим ее, полагая, что выделение тепла обусловлено трением поверхностей наконечник—деталь и поверхностей деталей в зоне соединения. Производительность источника в втором режиме, которую мы не можем пока определить, найдем из теплового расчета и сопоставим с изложенными ранее представлениями о природе этого источника.

Для производительности источника  $q$  в первом режиме примем, согласно [12]:

$$q = \frac{4N\mu\omega\xi}{j}, \quad (22)$$

где  $j$  — механический эквивалент тепла;  $\xi = [(\xi_1 - \xi_2) + \xi_0 - \xi_1] \approx \xi_0 - \xi_2$  — сумма амплитуд относительного проскальзывания в контактах деталь—деталь и наконечник—деталь. Выделяющееся в источнике (цилиндр  $ABCD$  на рис. 50, б) в единицу времени количество тепла  $q$  (средняя производи-



тельность источника за 1 сек) можно, очевидно, записать без учета тепла, идущего на нагрев самого источника:

$$q = 2F_0 S_H + \Phi_0 S_1; \quad (23)$$

здесь  $S_1 = 4\pi r_0 \delta$  — цилиндрическая поверхность, через которую распространяется тепло;  $F_0, \Phi_0$  — тепловые потоки, показанные на рис. 50, а. Потоки  $F_0$  и  $\Phi_0$  зависят от условий теплоотвода и производительности источника  $q$ . Поскольку, согласно выражению (22),  $q = \text{const}$ , потоки  $F_0$  и  $\Phi_0$  тоже постоянны.

Покажем порядок расчета для сварки меди, когда детали 1 и 2 на рис. 50, а стальные. Определив потоки  $F_0$  и  $\Phi_0$ , можно найти зависимость температуры источника тепла  $T$  от величины  $q$ . Как видно на рис. 50, а, для определения потока  $F_0$  применимо уравнение теплопроводности для стержня

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (24)$$

где  $a_1 = \lambda_1 / c_1 \rho_1$  — коэффициент температуропроводности стали;  $\lambda_1, c_1, \rho_1$  — соответственно коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и удельный вес стали.

Поскольку принято, что источник  $ABCD$  имеет одинаковую по его объему температуру, граничное условие для основания источника  $AB$  ( $x=0$ ) записывается в виде закона теплопроводности Фурье

$$F_0|_{x=0} = -\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (25)$$

а начальное условие ( $\tau=0$ )

$$T|_{\tau=0} = 0. \quad (26)$$

Решение уравнения (24) при условиях (25) и (26) будет [122]:

$$2F_0 = \frac{T(\tau) \lambda_1}{\left(\frac{a_1 \tau}{\pi}\right)^{1/2}}. \quad (27)$$

Для нахождения потока  $\Phi_0$  используется уравнение теплопроводности для бесконечной пластины, записанное в цилиндрических координатах [122]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{a_2} \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0; \quad (28)$$

Граничные и начальные условия будут

$$\Phi_0|_{r=r_0} = -\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial r} \quad (29)$$

и

$$T|_{\tau=0} = 0,$$

где  $\lambda_2$  — коэффициент теплопроводности;  $a_2$  — коэффициент температуропроводности меди. Решение уравнения (28) с учетом условий (29) методом преобразования Лапласа дает

$$T(\tau) = \frac{\Phi_0}{2\pi i \lambda_2} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{\lambda \tau} \frac{K_0(\mu r)}{\lambda \mu K_1(\mu r)} d\lambda, \quad (30)$$

где  $K_0(\mu r), K_1(\mu r)$  — функции Макдональда;  $\lambda$  — переменная интегрирования.

Выбрав определенным образом контур интегрирования, можно свести интеграл (30) к действительному интегралу с бесконечным пределом вида [122]:

$$T(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-\xi^2 \varepsilon} \frac{K_0(\xi)}{\xi^3 K_1(\xi)} d\xi, \quad (31)$$

где  $\varepsilon = a_2 \tau / r_0^2$ ;  $\xi$  — переменная интегрирования.

Для сварки меди при  $\tau = 1$  сек параметр  $\varepsilon$  оказывается достаточно большим ( $\varepsilon \approx 20$ ). Это позволяет разложить подынтегральную функцию в выражении (30) в ряд по степеням  $\lambda$  и интегрировать этот ряд почленно. Оценки показывают, что с достаточной точностью можно ограничиться интегралом от первого члена ряда. В результате

$$T(\tau) \approx \frac{r_0 \Phi_0}{2\lambda_2} \ln \frac{4a_2 \tau}{cr_0}, \quad (32)$$

где  $\ln c = \gamma = 0,5772$  — постоянная Эйлера, и окончательно для  $\Phi_0$ :

$$\Phi_0 \approx \frac{2\lambda_2 T(\tau)}{r_0 \ln \frac{4a_2 \tau}{cr_0}}. \quad (33)$$

Температура источника на основании выражений (22), (23), (27), (33) с учетом теплоотвода и при  $q = \text{const}$  будет

$$T(\tau) = \frac{4N\mu\omega\xi}{j \left( \frac{S_{\pi}\lambda_1}{(a_1\tau/\pi)^{1/2}} + \frac{2S_1\lambda_2}{r_0 \ln(4a_2\tau/cr_0^2)} \right)}. \quad (34)$$

В выражении (34) не учтено тепло, идущее на нагрев самого источника, так как учет этого тепла дает в знаменателе выражения (34) лишь незначительную добавку. Из выражения (34) видно, что температура источника повышается с ростом  $\xi$ ,  $N$ , что согласуется с отмеченными выше экспериментальными данными. Поскольку величины  $\xi$ ,  $N$  можно изменять в некоторых пределах, сохраняя оптимальные условия сварки, то их изменение — одна из возможностей регулирования температурного режима сварки [34]. Другая возможность такого регулирования — улучшение теплоотвода в детали 1 и 2 на рис. 50, а. Расчет, аналогичный показанному, можно провести не только для  $q = \text{const}$ , но и для

$$q(\tau) = A + B\tau, \quad (35)$$

где  $B$  — малая величина.

Сопоставление расчета с экспериментом для сварки меди  $\delta = 1,0 + 1,0$  мм с помощью плоского наконечника при  $N = 440$  кГ дает следующее [31]. При  $\xi = 16 - 17$  мк  $T(\tau)$  сначала растет быстро, а затем мало изменяется (кривая 1 на рис. 51), что соответствует зависимости первого типа (см. выше). Пунктирная кривая, рассчитанная по выражению (34), хорошо соответствует экспериментальной кривой 1 до  $\tau \approx 0,2 - 0,3$  сек. Дальнейшее расхождение кривых следует, по-видимому, объяснить изменением природы источника тепла.

Напомним, что кривым  $T(\tau)$  вида кривой 1 соответствуют микроструктуры с областями значительных пластических течений, отличающиеся от микроструктур, показанных на рис. 37—41, полученных при  $\xi_1 \approx x$ . Напротив, микроструктурам, аналогичным показанным на рис. 37 и 38, соответствуют зависимости  $T(\tau)$  вида кривой 2 на рис. 51, т. е. зависимости  $T(\tau)$  второго типа. Кривая 2 получена при  $\xi = 12 - 13$  мк, следовательно,

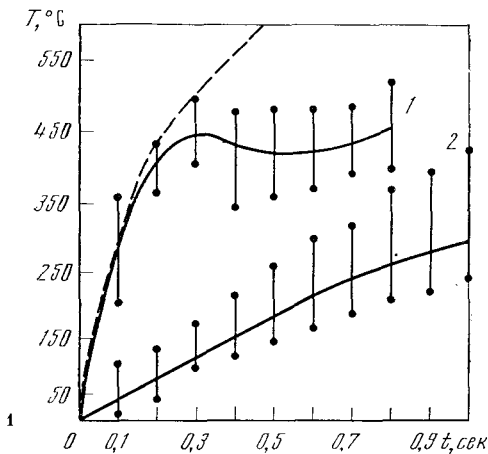


Рис. 51. Зависимости температуры в зоне сварки от времени сварки  $\tau$ . Вертикальные линии обозначают максимальный разброс измерений

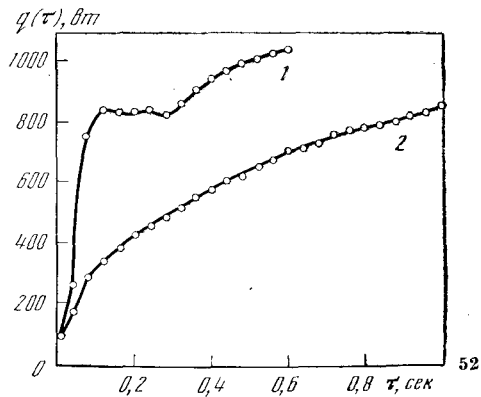


Рис. 52. Зависимости производительности источника тепла от времени

при  $\xi_1$ , близком к  $x$  при данных условиях<sup>1</sup>. Из рис. 51 очевидно, что для кривой 2 нельзя принять  $q = \text{const}$ , поэтому по зависимостям вида кривой 2 произведен расчет температурного поля в свариваемых деталях методом конечных разностей, на основании которого определялась производительность источника  $q(\tau)$  при сварке<sup>2</sup>. Зависимости  $q(\tau)$  для кривых 1 и 2 на рис. 51, вычисленные таким способом, показаны на рис. 52. Сравнение показывает, что обе кривые имеют одинаковый характер до  $\tau \approx 0,1$  сек, но кривая 1 нарастает значительно быстрее, затем она остается приблизительно постоянной, что соответствует выражению (1). Кривая 2 нарастает непрерывно, причем та же производительность источника, что и для кривой 1, достигается гораздо позже. Эту разницу, видимо, нельзя объяснить только тем, что сварка производилась при неодинаковых значениях  $\xi$ , так как различие невелико. Остается предположить разный механизм тепловыделения для этих двух случаев, что, очевидно, связано со сваркой либо в условиях  $\xi_1 > x$  (кривая 1), либо в условиях  $\xi_1 \approx x$  (кривая 2). Эти соображения действительно подтверждаются разницей в микроструктуре соединений.

Начальные участки обеих кривых рис. 52 ( $\tau \approx 0,1 - 0,15$  сек) соответствуют периоду нарастания амплитуд колебаний наконечника до установившейся величины. Напомним, что в течение этого времени в зоне соединения существуют лишь дискретные контакты между поверхностями (см. § 2), а зоны схватывания либо еще не возникли, либо количество их невелико. Поэтому можно считать, что тепловыделение в зоне соединения обусловлено только потерями в дискретных контактах. Действительно, последние возрастают, как было показано в § 3 гл. 1, с увеличением амплитуды смещений взаимодействующих поверхностей, причем нарастание идет по параболическому закону. Аналогичный характер нарастания до  $\tau \approx 0,1 - 0,15$  сек можно установить и по кривым рис. 52.

<sup>1</sup> Оптимальное время сварки  $\tau = 1,2 - 1,5$  сек. При увеличении  $\tau$  продолжается монотонный рост температуры до  $700^\circ\text{C}$ . Металлографически в таких соединениях наблюдается рост зерна в зоне сварки и вблизи нее [31].

<sup>2</sup> В решении задачи принимал участие А. В. Кулемин. Расчеты на ЭЦВМ выполнены А. Д. Карюгиной и Г. Ф. Алексахиной.

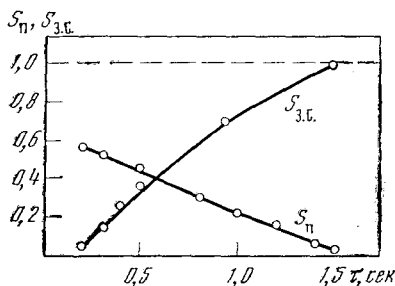


Рис. 53. Зависимости  $S_{з.с.}(\tau)$  и  $S_{п.}(\tau)$

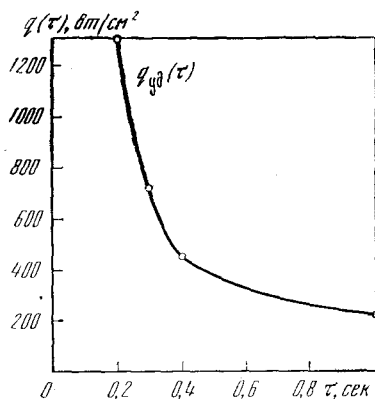


Рис. 54. Зависимость  $q_{уд}(\tau)$  для режима  $\xi_1 \approx x$

Рассмотрим последующий ход этих кривых. О кинематике развития соединения в режиме сварки, которому соответствует кривая 1, данных еще недостаточно, поэтому мы не можем ничего добавить к тому, что ход кривой на участке  $q = \text{const}$  объяснялся наличием процесса трения в зоне соединения при  $\xi_0 > x$ . О кривой 2 можно сделать следующее замечание. В конце предыдущего параграфа было указано, что нагрев зоны соединения обусловлен потерями в дискретных контактах и потерями на деформирование зон схватывания. Известны закономерности увеличения площади, занятой зонами схватывания  $S_{з.с.}$ , и площади полированных участков  $S_{п.}$  для сварки меди [16]. На рис. 53 приведены зависимости  $S_{з.с.}(\tau)$  и  $S_{п.}(\tau)$ , причем  $S_{п.}(\tau)$  показывает уменьшение площади, занятой полированными участками. Допуская, что после окончания процесса установления  $\xi_0$  удельные потери в дискретных контактах не увеличиваются, и учитывая зависимость  $S_{п.}(\tau)$ , можно для грубого приближения пренебречь этими потерями и считать, что тепловыделение в зоне соединения обусловлено только рассеянием энергии ультразвуковых деформаций в зонах схватывания. Тогда из кривой 2 рис. 52 с учетом зависимости  $S_{з.с.}(\tau)$  получим качественную зависимость удельных потерь  $q_{уд}(\tau)$  в зоне соединения в режиме  $\xi_1 \approx x$ , показанную на рис. 54. Спадающий характер кривой  $q_{уд}(\tau)$  характеризует уменьшающуюся в зоне соединения способность металла необратимо рассеивать энергию деформации. Энергия, затраченная на сварку меди толщиной 1 мм (площадь сваренной точки  $\sim 28 \text{ мм}^2$ ), если ее вычислять по кривым вида кривой 2 рис. 52, составляет 300—400 Дж на сваренную точку.

Приведенные расчетные и экспериментальные данные относились к сварке меди. При сварке других металлов характер расчета несколько изменится, однако применимы описанные методы расчета. Физические свойства свариваемых металлов (в частности, малая теплопроводность) могут заметно изменить тепловой режим сварки. Об этом, например, свидетельствуют четкие зоны термического влияния (их конфигурация соответствует конфигурации зоны сварки), которые обнаруживаются в соединениях из железа армко, титана (см. рис. 67, б, стр. 150) и других малотеплопроводных металлов.

В заключение остановимся на затронутом во многих работах вопросе о возможности плавления металла в микрообъемах в зоне соединения. В работе [50] на основании работ по трению (см., например, [123]) предполагается возможность такого плавления при ультразвуковой сварке, где обнаружены высокие температурные пики на малых участках контакта поверхностей. Для выяснения этого вопроса в работе [37] производилось

приваривание наконечника из монель-металла к медным пластинам в условиях, совершенно не характерных для ультразвуковой сварки (малые  $N$ , весьма значительные  $\xi_0$  и  $\tau$ ). При этом у края соединения иногда наблюдались частички расплавленной меди. В этой же работе проводились модельные эксперименты. Между наконечником и опорой помещались пластины из Cu, Al, молибдена, прижатые к кварцевой полированной пластинке, и наблюдалось свечение, вызванное нагревом в так называемых горячих пятнах, т. е. участках локального повышения температур. Оказывается, что в таких условиях можно достичь весьма высоких температур, которые, однако, всегда ниже температуры плавления данного металла.

При металлографических исследованиях сварных соединений иногда обнаруживаются участки эвтектик, имеющих более низкую температуру плавления  $T_{\text{н}}$ , чем основной металл: эвтектики Al—FeAl<sub>3</sub> или Al—AlFeSi с  $T_{\text{н}} \approx 610—630^\circ\text{C}$  при  $T_{\text{н}}$  основного металла алюминия  $657^\circ\text{C}$  [111] и эвтектика с  $T_{\text{н}} = 510—520^\circ\text{C}$  в соединениях из алюминиевого сплава Д16АТ [41]. Следует подчеркнуть, что эти участки легкоплавкой эвтектики, располагающейся по границам зерен, встречаются только в основном металле вблизи зоны соединения при значительных (до 30  $\text{мк}$  [41]) величинах  $\xi_0$ . Поэтому указанный факт не говорит о возможности плавления в самой зоне соединения<sup>1</sup>. Предполагают [111], что округлая форма окисных включений в зоне соединения при сварке меди, аналогичная показанной на рис. 38, б, свидетельствует о плавлении. В действительности же это совсем не обязательно. Частички другой фазы могут коагулировать и без плавления (см. рис. 38, б) вследствие разницы в поверхностном натяжении фаз. При плавлении в соединениях из меди должны были бы наблюдаться участки эвтектики Cu—Cu<sub>2</sub>O. Однако проведенные нами подробные металлографические исследования таких соединений этой эвтектики не обнаружили.

В работе [19] проводились весьма подробные измерения в зоне соединения с помощью однопроводных термопар диаметром 250  $\text{мк}$  и протяженностью контакта с металлом 1,5  $\text{мм}$ , а также диаметром  $\sim 70 \text{ мк}$  и протяженностью контакта 0,07  $\text{мм}$ . Эти размеры уже соответствуют радиусам неровностей поверхности в режиме  $\xi_1 \approx x$  при  $\tau \approx 0,1—0,2 \text{ сек}$  (см. рис. 34). Используемые термопары обоих размеров дали близкие величины температур в зоне соединения. На записях температур, полученных с помощью микротермопар и весьма быстродействующего оборудования, никаких выбросов, соответствующих температурным всплескам в зоне соединения, не наблюдается [19]. Не обнаруживается плавления в тонких слоях в зоне соединения и при электронно-микроскопическом исследовании этой зоны [53, 59]. Поэтому следует заключить, что плавления в тонких слоях в зоне соединения не происходит.

## § 5. Некоторые диффузионные явления при ультразвуковой сварке

На основании данных, приведенных в § 3, можно сделать вывод, что при ультразвуковой сварке (в условиях  $\xi_1 \approx x$ ) происходят заметные диффузионные явления. Об этом свидетельствуют зависимости  $HV(\tau)$  и  $\frac{B_0}{b_0}(\tau)$  при сварке меди, говорящие о разупрочнении зоны соединения в процессе сварки, что может происходить только в результате диффузии (процесс возврата). Об этом свидетельствуют и микрошлифы соединений, показан-

<sup>1</sup> Аналогичные явления по границам зерен наблюдаются при так называемом высокотемпературном нагреве стержней из различных металлов мощными ультразвуковыми колебаниями [124].

ные на рис. 37—41, на которых видны следы рекристаллизации в зоне соединения.

В этом параграфе мы рассмотрим некоторые диффузионные явления при сварке разнородных металлов. Такие соединения удобны для изучения диффузии при ультразвуковой сварке, поскольку в зоне соединения можно ожидать образования твердых растворов и интерметаллических фаз.

В некоторых работах указывается, что при сварке разнородных пар в зоне соединения интерметаллиды не возникают [50, 103]. В других же работах интерметаллиды обнаруживаются даже металлографически [19, 34, 58, 88]. Для исследования этих явлений применяются различные методы. Рентгеновский микроанализ соединений  $\text{Cu—Ti}$  [103] показывает, что за время сварки произошла взаимная диффузия этих металлов. Хотя металлографически в этом соединении интерметаллидов обнаружить не удалось, все же электронно-микроскопические исследования зоны соединения  $\text{Cu—Ti}$  ( $\times 5000$ ) показывают наличие некоторой прослойки между  $\text{Cu}$  и  $\text{Ti}$ . В работе [114] исследовалась интенсивность рентгеновских интерференционных линий, соответствующих зоне соединения той же пары металлов. Из расщепления рентгеновских линий заключают, что в зоне соединения образуется твердый раствор  $\text{Ti}$  в  $\text{Cu}$  и интерметаллическая фаза  $\text{Ti}_2\text{Cu}$ . Некоторое, правда, не столь четкое, как в случае  $\text{Ti—Cu}$ , расщепление рентгеновских линий обнаружено и в соединениях  $\text{Cu—Al}$ . Металлографические исследования взаимной диффузии пары  $\text{Cu—Al}$  приведены в работе [41]. Вначале на основании электронно-микроскопических исследований ( $\times 7000$ ) делается вывод о существовании в зоне соединения интерметаллических включений, возможно являющихся зародышами диффузионных слоев. Затем, после отжига соединений при  $450^\circ\text{C}$ , обнаруживается расширение этих слоев (отжиг длится 30 мин). После отжига в течение 5 час образуется широкая зона интерметаллида. Измерение микротвердости зоны шириной в 16 мк со стороны меди по направлению к алюминию дает значения  $HV=48, 51, 476, 515, 515, 39, 35 \text{ кг/мм}^2$ . На основании этих цифр авторы делают заключение о существовании со стороны алюминия  $\theta$ -фазы ( $\text{CuAl}_2$ ) и со стороны меди —  $\eta$ -фазы ( $\text{CuAl}$ ) [41].

Из приведенных данных ясно, что при ультразвуковой сварке разнородных пар металлов образуются диффузионные слои весьма малой толщины. В большинстве упомянутых работ сварка производилась в условиях  $\xi_1 > x$ . Образование диффузионных слоев, хотя и тонких, за малое время сварки (единицы секунд) заставляет ряд авторов предполагать наличие плавления в этих слоях. В самом деле, трудно поверить в то, что эти слои образовались за счет диффузии в твердом состоянии. По этой причине наиболее доказательными будут такие микроструктуры соединения, где можно металлографически установить отсутствие плавления вблизи интерметаллических фаз, не подвергая сварные соединения дополнительному нагреву. О такой микроструктуре для сварки высокоуглеродистой стали с низкоуглеродистым железом, но без анализа термического влияния, сказано в работе [34] (рис. 45). На основании рис. 55 авторы заключают, что углерод диффундировал из стали в железо. В работе [120] анализировались микрошлифы соединения из железа армко,  $\delta=0,5+0,5 \text{ мм}$ ,

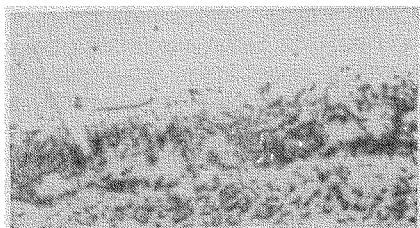
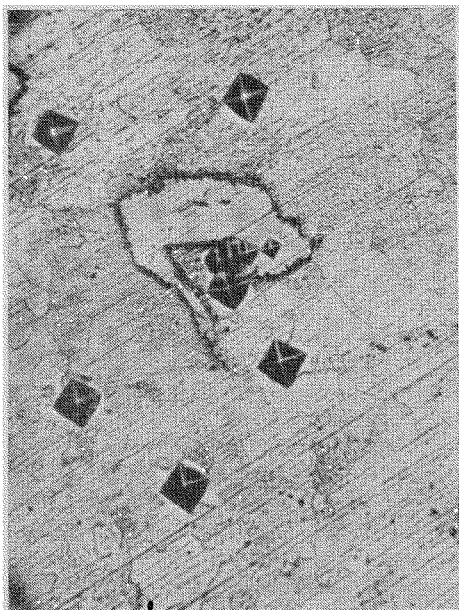
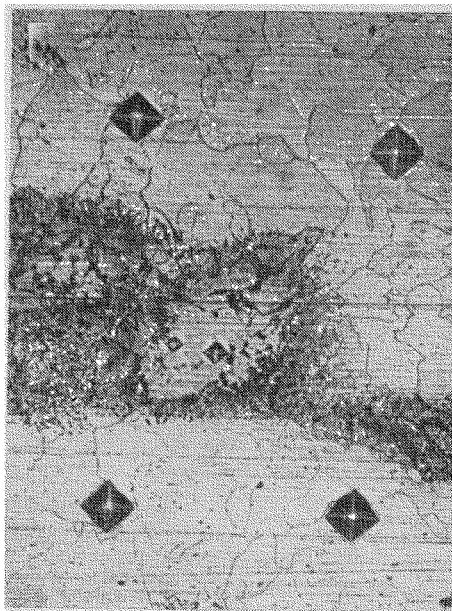


Рис. 55. Зона сварки высокоуглеродистой стали с низкоуглеродистым железом [34]



56

Рис. 56. Участок с повышенной микротвердостью вне зоны соединения железа армко



57

Рис. 57. Участок с повышенной микротвердостью в зоне соединения железа армко  
Верх фотографии обращен к наконечнику; бывшая граница раздела деталей проходит под участком с высокой  $HV$

полученные при сварке в условиях  $\xi_0 \approx x$  [58] <sup>1</sup>. Оказалось, что зерна в зоне соединения вдвое мельче, чем в основном металле, и не имеют следов деформации. Кроме того, по бывшей границе раздела деталей и рядом с нею обнаруживаются участки размером  $20 \times 20$   $\mu\text{к}^2$ , имеющие микротвердость  $HV$ , вчетверо превосходящую твердость исходного феррита. Величины твердости соответствуют содержанию углерода 0,15—0,4% в этих участках при содержании 0,04% в свариваемом материале. Образование участков с высокой твердостью объясняется диффузией углерода из пластинок третичного цементита, имеющегося в исходном металле, при температурах выше точки превращения  $\alpha\text{-Fe} \rightarrow \gamma\text{-Fe}$ . Расчет глубины диффузии углерода в этих условиях показывает, что наблюдающиеся явления трудно объяснить только действием тепла, выделяющегося при сварке. Поэтому предполагают уменьшение энергии активации диффузии углерода в  $\gamma\text{-Fe}$  под влиянием ультразвуковых колебаний [120]. Аномально высокие скорости диффузии углерода в железе подтверждаются и другими металлографическими исследованиями микрошлифов соединений железа армко [125]. При послойном снятии материала в плоскости шлифа обнаружено [125], что участки с высоким значением  $HV$  в зоне соединения имеют протяженность до 700  $\mu\text{к}$ , поперечный размер до 30—50  $\mu\text{к}$  и  $HV$  до 900  $\text{кг}/\text{мм}^2$ , что соответствует содержанию углерода свыше 0,8%. Однако образование таких протяженных участков трудно объяснить диффузией углерода из попавших в зону соединения прослоек  $\text{Fe}_3\text{C}$  (объяснение, приведенное в работе [131]), тем более, что средняя расчетная толщина этих прослоек 0,05  $\mu\text{к}$ , а обнаруживаемые металлографически прослойки  $\text{Fe}_3\text{C}$

<sup>1</sup> Режим сварки железа армко:  $\xi_0 = 7-8$   $\mu\text{к}$ ,  $N = 300$   $\text{кг}$ ,  $\sigma = 9$   $\text{кг}/\text{мм}^2$ ,  $\tau = 0,35-0,45$   $\text{сек}$ .



Рис. 58. Участок с повышенной микротвердостью в зоне соединения железа армко

Большая граница раздела деталей справа и слева от этого участка показана стрелками. Верх фотографии обращен к наконечнику:  $\times 500$

толщиной  $\sim 1$  мк (для них производился расчет диффузии углерода из  $\text{Fe}_3\text{C}$  [131]) встречаются редко. Сомнения в справедливости предположения о диффузии углерода в зоне соединения из прослоек  $\text{Fe}_3\text{C}$  основаны еще и на том, что все участки с повышенной  $HV$  вне этой зоны имеют специфическую разветвленную форму (рис. 56), повторяющую форму исходных прослоек  $\text{Fe}_3\text{C}$  по границам зерен. Поперечные размеры этих участков значительно меньше соответствующих участков в зоне соединения. Микротвердость участков вне зоны соединения повышается к их середине, где предположительно находятся источники углерода (прослойки  $\text{Fe}_3\text{C}$ ). В зоне соединения такой закономерности не наблюдается. Кроме того, зоны с высокой  $HV$  расположены несимметрично относительно бывшей границы раздела, преимущественно в детали, обращенной к наконечнику (рис. 57 и 58). Эту асимметрию связывают с асимметричным распределением ультразвуковых деформаций в зоне соединения [125], показанным на рис. 49 (см. § 3).

На основании перечисленных данных можно сделать следующие выводы.

1. Образование в зоне соединения участков с высоким значением  $HV$  и измененной микроструктурой можно лишь отчасти объяснить диффузией углерода из прослоек  $\text{Fe}_3\text{C}$ .

2. Наряду с этим следует допустить, что углерод поступает в рассматриваемые участки из других источников, например, из окружающего металла.

3. Следует допустить большие, чем принятые в работе [120], коэффициенты диффузии углерода, обусловленные только нагревом.

Причины ускорения диффузии в данном примере мы рассмотрим в следующем параграфе.

Приведенные данные позволяют утверждать, что при ультразвуковой сварке в условиях  $\xi_1 \approx x$  наблюдаются аномально высокие скорости диффузии, причем сварка происходит в твердом состоянии.

Поскольку речь шла о сварке разнородных пар и образовании хрупких интерметаллидов, которые ослабляют сварное соединение, если их толщина выше определенной [112], рассмотрим кратко вопрос о свариваемости материалов при ультразвуковой сварке. Чтобы решить этот вопрос, надо выяснить, удовлетворяет ли данная пара металлов условиям схватывания [116], основным из которых является различие атомных радиусов металлов не более чем на 15—18%. Однако, если даже эти принципиальные условия удовлетворяются, соединение при ультразвуковой сварке может и не образоваться. Одной из причин является значительная разница в механических свойствах металлов данной пары.



В работе [50] на примере пары Cu—Al показано, что величина постоянного давления  $N$  гораздо критичнее для этой пары, чем для пар Cu—Cu или Al—Al. Кроме того, затрачиваемая на сварку мощность должна соответствовать минимальной мощности, требуемой для сварки более твердого из металлов данной пары [50]. Определенным выходом из положения является предварительное сближение механических свойств данных металлов путем упрочнения металла с низкой прочностью или разупрочнения более прочного металла перед сваркой.

В некоторых случаях свариваемость улучшается с помощью поверхностных покрытий или прокладок фольг. Даже несваривающиеся пары можно сварить, создавая благоприятные условия для диффузии при  $\xi_1 \simeq x$ . Необходимое условие свариваемости в этом случае — поверхностные покрытия, растворяющиеся диффузионным путем в металлах данной пары, причем сами металлы взаимной растворимостью не обладают. Этот принцип использован при сварке несваривающейся без покрытия пары сталь—латунь [52]. Покрытие из Ni толщиной  $\sim 5$  мк обеспечивает свариваемость пары сталь—латунь, растворяясь в этих металлах.

Показанные методы позволяют улучшить свариваемость при ультразвуковой сварке. В принципе, вопрос о свариваемости данной пары металлов можно решать с учетом данных, приведенных в работе [416].

## § 6. Представления о механизме ультразвуковой сварки

Мы уже говорили о различных сторонах механизма сварки и в этой, и в предыдущих главах, причем показали значительное различие в характере взаимодействия поверхностей и в металлофизических характеристиках соединений, образующихся в условиях  $\xi_1 > x$  и  $\xi_1 \simeq x$ .

Рассмотрим некоторые особенности образования соединения при этих двух условиях, не учитывая влияние формы сварочного наконечника.

Уже в самом начале сварки в условиях  $\xi_1 > x$  возникают зоны схватывания. Их, естественно, немного, так как они появились там, где под действием усилия  $N$  пришли в соприкосновение наиболее высокие микронеровности. Зоны схватывания испытывают значительные деформации. Поскольку места схватывания упрочнены по сравнению с основаниями схватившихся микронеровностей, то эти деформации сказываются главным образом на менее прочном основании. Поэтому металл в основании микронеровности пластически течет. Происходит первая стадия известного в работах по трению разрушения прочного узла схватывания — вытягивание. Оно обуславливает характерное пластическое течение металла в основании микронеровности, которое в ряде работ называют турбулентным (см. рис. 36, а)<sup>1</sup>. Возможно, что при больших значениях  $\xi_1$  некоторые («слабые») узлы схватывания разрушаются.

Таким образом, уже в начале сварки пластические течения захватывают и некоторую область, удаленную от свариваемых поверхностей в глубь детали. Развитие этого процесса, естественно, сопровождается некоторым сближением поверхностей из-за течения металла в узлах схватывания и появлением новых узлов. В случае не очень больших значений  $\xi_1$  текстуры деформаций, связанные с глубинным вытягиванием отдельных узлов схватывания, сохраняются в уже сваренном соединении. При больших  $\xi_1$  такие текстуры не сохраняются, и в зоне соединения металлографически не выявляется четких элементов структуры. В связи с «глубинным» течением металла зона соединения с отличной от основного металла

<sup>1</sup> Такое объяснение впервые приведено в работе [12].

структурой оказывается достаточно широкой до 150—200 мк [12, 41]. В чем же причина слабой диффузии в таких соединениях? Прилежащие к зоне соединения с обеих сторон кристаллиты свариваемых поверхностей связаны через зону с вырожденной структурой. Как следует из данных работы [114], эта зона представляет собой сильно разориентированную блочную структуру. По-видимому, такая структура с большим количеством границ раздела (границы разориентированных блоков и остатки окисленных пленок) затрудняет диффузионные перемещения, и чем сильнее деградировала структура (чем больше  $\xi_1$ ), тем более затруднена диффузия. Характерная особенность рассматриваемой структуры, когда она непрерывно испытывает ультразвуковые деформации, — высокая пластичность, что дало повод назвать это состояние металла «квазижидким» [121]. Пластичность обусловлена, видимо, обилием непрерывно движущихся под воздействием ультразвуковых напряжений дефектов кристаллической структуры и несколько сходно состоянию металла при сварке взрывом.

В условиях  $\xi_1 \approx x$  вначале происходит сближение поверхностей и подготовка условий для схватывания, а зоны схватывания еще не образуются (см. § 2). Первые зоны схватывания возникают на значительно сблизившихся поверхностях, что обуславливает некоторые характерные особенности соединений (деформации в зоне соединения распределены более равномерно, не вызывают «глубинного» течения металла в зонах схватывания, а кристаллиты свариваемых поверхностей разделены лишь весьма тонким слоем упрочненного металла). Диффузионные перемещения через такой слой, возникший в результате предшествующей приполировки поверхностей, облегчены [119]. Благодаря этому происходит как бы сращивание противоположащих кристаллов (совпадение их кристаллографических осей, видимо, не обязательно), это наблюдается на микроструктуре соединений. Однако сближение и приполировка поверхностей не единственная причина ускоренной диффузии.

Анализируя причины увеличения коэффициентов диффузии  $D$  при ультразвуковой сварке по сравнению с величиной  $D$  при обычном изотермическом нагреве<sup>1</sup>, следует заметить, что металл в зоне соединения находится по существу в условиях высокочастотных циклических нагрузжений, как, скажем, при усталостных испытаниях. Известно [126], что в этом случае (частота десятки-сотни герц), например, в бескислородной меди наблюдается упрочнение, т. е. повышение значения  $HV$ , а затем его снижение с ростом числа циклов нагружения. Следовательно, изменения  $HV$  аналогичны отмеченным для сварки того же металла. Упрочнение до некоторых предельных значений  $HV$  при усталостных испытаниях (степень упрочнения возрастает с повышением частоты) объясняют тем, что между процессами генерирования и аннигиляции дислокаций наступает равновесие. Последующее разупрочнение объясняют диффузией (процессами возврата), происходящей с участием вакансий, генерируемых при движении перегибов на дислокациях, причем концентрация вакансий предполагается аномально высокой.

Прибегнем к этим же соображениям для выяснения причин ускоренной диффузии при ультразвуковой сварке. Рассмотрим обычное выражение для коэффициента диффузии

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right). \quad (36)$$

Допустим, что определенную роль в диффузии в зоне соединения играют вакансии, генерируемые при знакопеременном нагружении и

<sup>1</sup> Этот нагрев есть результат деформирования металла в зоне соединения.

мигрирующие из зоны деформирования (зона соединения)<sup>1</sup>. Тогда нужно рассмотреть компоненты энергии активации  $\Delta H$  в выражении (36) — энергию образования вакансий и энергию перескока атома в вакансию. Причины, которые могли бы вызвать уменьшение суммы этих энергий при сварке, т. е. уменьшение величины  $\Delta H$  и соответственное увеличение  $D$ , предполагаемое в работе [120], очевидно не сразу. Чтобы выяснить характер изменения составляющих  $\Delta H$  в условиях знакопеременного нагружения металла, требуется специальное рассмотрение, хотя можно предположить, что величина  $\Delta H$  равна только энергии перескока атома в вакансию, так как последние возникают в процессе пластической деформации.

Рассмотрим формально предэкспоненциальный множитель в соотношении (36), который выражается как

$$D_0 = D'_0 \exp\left(\frac{\Delta S}{R}\right),$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $D'_0$  — функция частоты перескоков атомов в решетке [127].

Поскольку добавление избыточных вакансий к их некоторому первоначальному количеству повышает энтропию системы  $\Delta S$ , то следует считать, что рост  $D_0$  в условиях ультразвуковой сварки возможен.

По нашему мнению, вопрос об ускорении диффузии при ультразвуковой сварке — наиболее интересный физический вопрос, относящийся к механизму этого процесса. Как известно [128], проблемы диффузии под напряжениями, особенно динамическими, только начинают разрабатываться. Поэтому роль ультразвуковых напряжений в ускорении диффузии еще не может быть четко определена. Для понимания причин этого явления необходимо прежде всего детальный анализ атомного механизма диффузии в специфических условиях динамического нагружения.

## Глава 3

### ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНОЛОГИИ И ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ОБОРУДОВАНИЮ ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СВАРКИ

#### § 1. Введение

Десять—пятнадцать лет тому назад, когда ультразвуковая сварка только начинала применяться, существовало еще немного типов сварочных машин, которые использовались универсально. Питание этих машин осуществлялось от случайных генераторов, а технология сварки была весьма несовершенной. Попытки универсального использования одного типа сварочной машины в таких условиях успеха не приносили. Учитывая эти обстоятельства, за последнее время разработано много типов сварочных машин и генераторов, предназначенных для конкретных объектов.

---

<sup>1</sup> Толщина этой зоны существенно меньше, чем даже при высокочастотных усталостных испытаниях. Соответственно и градиент концентрации в ней вакансий существенно выше.

Технология сварки значительно усовершенствовалась и стала пригодной для промышленного использования. Все это позволяет с успехом решать ряд сложных задач с помощью ультразвуковой сварки.

В настоящей главе рассмотрены некоторые вопросы оборудования и технологии сварки. Сначала приводятся краткие сведения о свариваемых материалах.

## § 2. Свариваемые материалы

В предыдущей главе было указано, что решение вопроса о материалах, свариваемых ультразвуком, зависит от ряда металлофизических характеристик данной пары материалов. Обычно приводят таблицу типа показанной на рис. 59 [34]. Однако из нее неясно, имеется ли в виду принципиальная возможность сварки или промышленное применение. Кроме того, остается невыясненным вопрос о предельных свариваемых толщинах, которые будут заметно различны, скажем, для алюминиевых сплавов и для молибдена. Далее, один и тот же материал может плохо свариваться в отожженном и хорошо в нагартованном состоянии, и т. д. Поэтому такую таблицу дополняют соответствующими сведениями (пустые места означают, что либо данное сочетание не пробовали сваривать, либо для сварки не хватило мощности, либо, наконец, возникли технологические трудности).

Свариваются следующие материалы [34]:

*Алюминий и его сплавы* толщиной до 2,5 мм в любом состоянии; сварка облегчается при наличии лакирующего слоя чистого алюминия.

*Медь и ее сплавы* толщиной до 1 мм (например, латунь; см. также [16, 63]).

*Железо и стали* толщиной до 1 мм; низкоуглеродистые стали, нержавеющие стали аустенитного класса, инструментальные стали и т. д.

*Золото, серебро, платина и их сплавы* в виде фольг (минимальная толщина до 4 мк) и проволоки (минимальная толщина до 12 мк) с металлизированным стеклом, керамикой, полупроводниковыми материалами.

*Жаропрочные металлы* (Mo, Co, Ta, W и их сплавы, Be, Re) толщиной не свыше 0,5—0,75 мм) при специальных условиях (см., например, § 3).

*Сплавы типа САП* толщиной 1 мм [49], ТД-никель (никель с мелкодисперсным торием) и свинец с мелкодисперсным торием.

Для перечисленных материалов критерием свариваемости считают высокую прочность при испытании на срез. Но этого критерия не всегда достаточно. В ряде случаев необходимо обеспечить высокую прочность соединения на отрыв; иногда наиболее важны определенные физические и металлофизические свойства соединения. Например, может возникнуть необходимость в соединениях «диффузионного типа» [52] (см. гл. 2), не имеющих в зоне соединения значительных пластических деформаций типа «circulation of metal» (циркуляция металла, или пластические течения металла с завихрениями) [34]. Таким образом, видно, что вопрос о свариваемости требует в каждом конкретном случае всестороннего рассмотрения. Используя критерии, показанные в гл. 2, можно сделать предварительное заключение о возможности сварки того или другого материала или их сочетаний.

## § 3. Подготовка деталей к сварке

В этом параграфе обращено внимание на то обстоятельство, что исходное состояние поверхности свариваемых деталей и самого материала деталей влияет на прочность сварных соединений и ее стабильность.

Для получения хорошего сварного соединения нужны гладкие и ровные поверхности деталей [34] (см. также § 2 гл. 2).

В известной мере дискуссионным является вопрос о химической подготовке поверхностей деталей (травление, обезжиривание, очистка). В целом ряде зарубежных работ (например, [62, 100]), по-видимому, из рекламных соображений указывается, что для ультразвуковой сварки некритично состояние поверхности свариваемых деталей (наличие загрязнений, электролитических покрытий и т. д.). Аналогичные мнения встречаются, впрочем, и в отечественных работах [12, 98].

В то же время данные по прочности соединений в зависимости от подготовки поверхностей (обезжиривание) противоречат этой точке зрения [12, 98]. Подробные исследования влияния различных видов химического травления, обезжиривания и ультразвуковой очистки деталей перед сваркой алюминиевых сплавов показывают, что предварительная очистка и травление приводят к увеличению прочности соединений и повышению стабильности прочности вдвое [42, 47, 99]. В работах [24, 53] указывается, что при сварке необезжиренных алюминиевых сплавов прочность соединений на 40—50% ниже, чем обезжиренных. Стабильность прочности тоже понижена. В работе [63] указано, что обезжиривание и травление медных деталей повышает прочность соединений на 15—20%. В работах [30, 57] весьма тщательная подготовка деталей (обезжиривание и травление) позволила повысить прочность и снизить разброс прочности с  $\pm 13\%$  до  $\pm 6\%$  по сравнению с неподготовленными деталями.

За последнее время получены новые данные. Так, в работах [57, 63] указывается, что можно производить сварку необезжиренных (нетравленых) деталей и получать соединения такой же прочности, что и обезжиренные, но для этого необходимо увеличить время сварки (согласно работе [30], время сварки меди толщиной 1 мм должно быть увеличено примерно вдвое). Отсюда ясно, что вопрос решается однозначно в пользу предварительной очистки (травления) деталей, так как очистка позволяет уменьшить затраты ультразвуковой энергии на одно сварное соединение и увеличить производительность оборудования.

Влияние на прочность соединений медных деталей покрытий в виде лаков, эмалей и смол с кварцевым наполнителем рассмотрено в работе [16]. Оказалось, что не удастся получить качественного соединения медных деталей с такими покрытиями (см. также [19]).

Вопрос о влиянии металлических покрытий на прочность соединений еще недостаточно ясен. В работах [19, 63] указано, что увеличение толщины анодированного слоя на деталях из сплава Д16АТ затрудняет сварку. Нанесение на медные детали (толщина 1 мм) покрытий из цинка, никеля и олова (толщина покрытий не указана) снижает соответственно прочность на 20, 40, 50% [16, 63]. В то же время соединения некоторых металлов не удастся получить без металлических покрытий. Так, сварку стали с латунию удастся осуществить только при условии, что на латуни

	Be	Ge	Fe	Mo	Co	Pb	Si	Ta	Ti	U	Pb	
Al	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Be	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Cu			•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Ge		•										
Au			•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Fe			•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Mg				•								
Mo				•								
Ni			•	•	•	•	•	•	•	•	•	
Co				•								
Pd					•							
Pt						•						
Re							•					
Si							•					
Ag								•				
Ta								•				
Sn									•			
Ti									•			
W										•		
U										•		
Zr											•	
Pb												•
Zn												•

Рис. 59. Таблица материалов, свариваемых ультразвуком

имеется высококачественное покрытие из никеля (нанесенное гальваническим путем, напылением в вакууме, и т. д.) толщиной около 5 мк [52].

Дело здесь, видимо, заключается в том, что сталь и латунь обладают низкой взаимной растворимостью в твердом состоянии, а никель растворим в обоих металлах, что и позволяет осуществить сварку (см. гл. 2). Необходимость сварки деталей, имеющих металлические покрытия, может, следовательно, возникнуть либо когда эти покрытия нужны из-за условий работы сварного соединения (например, защитные покрытия), либо когда металлы не свариваются ультразвуком без покрытия. В обоих случаях необходимо учитывать «растворимость в твердом состоянии» [101] металла, образующего покрытие, в свариваемых металлах.

Иногда удается улучшить свариваемость, применяя прокладки из фольги между деталями. Фольга Ni или Pt толщиной 12 мк использовалась при сварке Mo; фольга Be толщиной 25 мк сваривалась с нержавеющей сталью толщиной 375 мк через прокладку из алюминиевого сплава толщиной 25 мк и т. д. [34].

Исследовалось также влияние предварительной механической обработки поверхностей деталей на прочность соединений [24, 41, 48, 53, 95, 96, 100]. Оказалось, что такая обработка (карцовка, шлифование, полировка) приводит к повышению прочности соединений. При полировке прочность соединений на отрыв увеличивается вдвое [12]. Сущность дела состоит в том, что при механической полировке на поверхности металла образуется тонкий упрочненный слой (так называемый слой Бэльби), способствующий схватыванию металлических поверхностей [97]. Следует, однако, подчеркнуть, что в работах [95, 96] абсолютные значения прочности соединений невелики. Поэтому дополнительное воздействие (полировка), облегчающее схватывание деталей, естественно, сказывается на прочности соединений. Очевидно, что механическая полировка в известной мере подменяет начальную стадию сварки, тем более, что увеличение времени сварки неполированных деталей позволяет получить такую же прочность, как и для предварительно полированных деталей [96]. В работе [48] высказывается сомнение в целесообразности предварительной механической обработки, а в работе [53] указано, что эта обработка вызывает даже снижение прочности на 15–20%<sup>1</sup>. В работе [41] показано, что механическая обработка поверхностей ускоряет образование первоначальных зон схватывания, но не сказывается на прочности сваренных соединений. В связи с изложенным и с тем, что «приполировка» поверхности одной детали к другой может быть получена непосредственно в процессе сварки [88, 89], можно сделать заключение, что механическая обработка поверхностей перед сваркой нецелесообразна.

До сих пор рассматривались вопросы, связанные с состоянием поверхности свариваемых деталей. Между тем на прочности соединений сказывается исходное состояние металла, из которого выполнены свариваемые детали. Прежде всего это относится к схватыванию (образованию металлических связей) в начале сварки, поскольку схватывание должно зависеть от кристаллографических направлений в атомно-кристаллической решетке металла [102]. Например, количество зон схватывания на свариваемых поверхностях мелкозернистого металла гораздо больше, чем крупнозернистого [41]. Это объясняется увеличением вероятности совпадения на свариваемых поверхностях зерен с близкой кристаллографической ориентацией при уменьшении размера зерна [41]. Совпадение кристаллографической ориентации зерен объясняется и увеличением прочности соединений из весьма чистого алюминия (толщина деталей 0,75 мм), когда текстура проката в деталях ориентирована одинаково [88]. Так,

<sup>1</sup> Абсолютные значения прочности, приводимые в работе [53], заметно выше, чем указанные в работах [95, 96].

для отожженного алюминия (время сварки 0,6 сек, прочность соединений на срез 30 кг) прочность при совпадающей текстуре проката на 10% выше, чем при несовпадающей; для неотожженного материала (после проката, время сварки 0,2 сек, прочность на срез 120 кг) прочность выше на 25% [46]. Как следует из работ [12, 100], на свариваемость влияет и предварительная термическая обработка. Нагартованные кобальт (с кобальтом) и сталь 1X18H9T (со сталью 1X18H9T) свариваются удовлетворительно, а после отжига они свариваются хуже [12]. Однако предварительная термическая обработка бериллиевой бронзы (дисперсионно-твердеющий сплав) повышает прочность соединений в 1,7—2 раза [103]. Приведенные примеры показывают, насколько важен учет исходного состояния свариваемого металла.

#### § 4. Ультразвуковые сварочные машины

По характеру получаемых соединений ультразвуковые сварочные машины можно разделить на три основных типа: точечные, шовные для получения шва за один сварочный цикл без перемещения свариваемого материала и шовные с перемещением свариваемого материала или сварочной головки.

Машины первого типа могут быть: а) маломощные<sup>1</sup>, предназначенные для получения единичных соединений (например, приваривания тонких проводников в микромодульной технике, рис. 60); они строятся на основе продольной колебательной системы, мощности сварочных машин 1—100 вт; б) мощные, предназначенные для получения как единичных, так и многоточечных соединений с определенным шагом<sup>2</sup> или с перекрытием точек (непрерывный шов) на листовых материалах, толщиной от десятых единиц миллиметра; они строятся на основе продольно-поперечной колебательной системы (мощность сварочных машин 2—30 квт, рис. 61) [34], хотя швы с перекрытием точек возможно получать с помощью машины, использующей крутильную колебательную систему (рис. 62). Это обеспечивает более равномерное распределение напряжений в шве [34].

Машины второго типа предназначены для получения [34]: а) линейных швов длиной до 125 мм (мощность питающего мотор-генератора 5—30 квт); они строятся на основе ряда продольных колебательных систем, расположенных параллельно друг другу и объединенных общим линейным сварочным наконечником; б) кольцевых прерывистых и непрерывных швов диаметром от 3 до 60 мм (мощности сварочных машин 0,6—10 квт); форма шва — круглая, овальная, прямоугольная, квадратная, с отношением максимального размера шва к минимальному не более 3 : 1; они строятся на основе крутильной колебательной системы (см. рис. 62).

Машины третьего типа [34] предназначены для получения: а) протяженных швов на тонких листовых материалах (стационарные машины с мощностью 2 квт и выше, скорость до 2 м/сек); б) протяженных швов на тонких листовых материалах — алюминиевых фольгах толщиной 0,02—0,12 мм (перемещающиеся сварочные головки, скорость сварки 1,5—6 м/мин). Машины третьего типа строятся на основе продольной колебательной системы<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Цифры характеризуют мощность, подаваемую на электроакустической преобразователь.

<sup>2</sup> Точечные соединения возможны на предварительно соединенных заклепками листах (например, в ремонтных авиационных работах) [42]. В работе [20] отмечается целесообразность замены заклепок (в шве, состоящем из заклепок и электроконтактных сварных точек) ультразвуковыми сварными точками для повышения усталостной прочности конструкции.

<sup>3</sup> Основные типы колебательных систем, используемых в ультразвуковых сварочных машинах, рассмотрены в § 5 гл. 1 и показаны на рис. 21—23.

Ко всем этим типам сварочных машин предъявляется ряд общих требований.

Во-первых, работа механических колебательных систем в условиях высокочастотных механических напряжений требует применения материалов с высокими усталостными характеристиками (соответствующие данные приведены в работе [12]) и по возможности неразъемной конструкции с минимальными концентраторами напряжений и высоким качеством обработки поверхностей.

Во-вторых, как указано в § 5 гл. 1, наличие в сварочных колебательных системах бегущих и стоячих волн требует применения нечувствительных к приложению статического усилия  $N$  и к присоединению нагрузки (сварное соединение) устройств крепления, которые обеспечили бы минимальную расстройку системы при ее работе и отбирали бы минимальное количество упругой энергии. В этих устройствах крепления, например, обеспечивается большой входной акустический импеданс, размещаются они в местах, соответствующих узлам (точнее минимумам) колебаний в механической колебательной системе, и состоят обычно из четверть-волновых отрезков (см. § 5 гл. 1).

Как уже указывалось, к продольной колебательной системе предъявляются требования «массивности» и использования такой схемы приложения усилия  $N$ , которая обеспечивала бы приложение минимального изгибающего момента. «Массивность» требуется не только для того, чтобы обеспечить изгибную устойчивость, но и в связи с требованием минимальной расстройки при сварке из-за приложения массовой нагрузки (см. § 5 гл. 1). В случае применения комбинированной системы (продольный волновод для шовной сварки с изгибно-колеблющимся диском) диск также должен быть массивным.

Продольно-поперечная колебательная система должна удовлетворять следующим требованиям: а) продольный волновод присоединяется к поперечному (изгибно-колеблющемуся) вместе с минимальным входным импедансом (например, вблизи пучности смещений изгибно-колеблю-

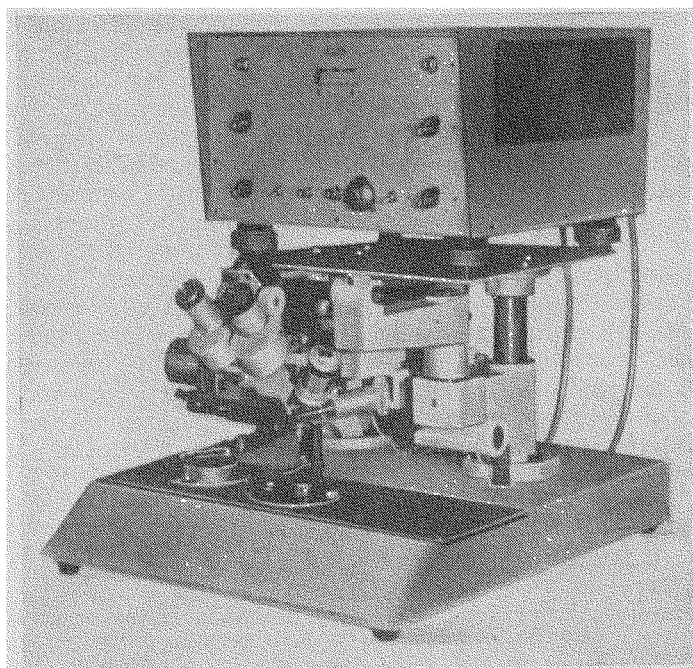
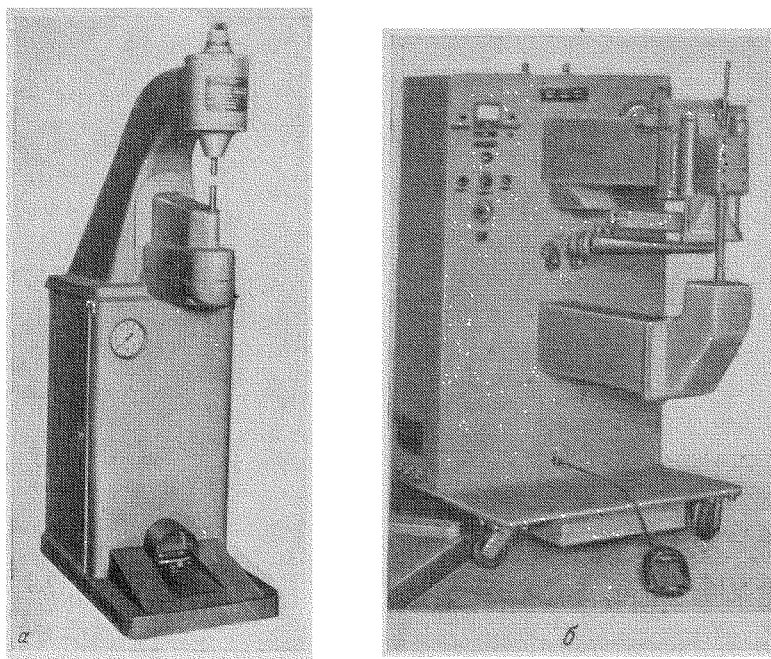


Рис. 60. Ультразвуковая установка для микросварки (японская фирма «Somics»)





**Рис. 61.** Сварочная машина типа МТУ-4 мощностью 4 кет (ВНИИЭСО) (а) и сварочная машина фирмы «Sonoweld» мощностью 4 кет (б)

щегося волновода); б) учитываются возможности появления в месте присоединения изгибающего момента; в) в месте присоединения к изгибно-колеблющемуся волноводу сечение продольного волновода должно быть минимально допустимым; г) на конце изгибно-колеблющегося стержня, противоположном сварочному наконечнику, должна быть большая масса (диск) для обеспечения условий жесткого закрепления стержня (узел изгибных смещений); согласно работе [53], диаметр диска должен составлять не менее 6—7 диаметров стержня.

Опоры ультразвуковых сварочных машин (они могут быть подвижными [20] и неподвижными) для сварки листовых материалов либо выполняются массивными, либо в виде стержней резонансного размера [17]. Для сварки других объектов опоры могут иметь самую разнообразную конфигурацию, в зависимости от особенностей конструкции свариваемых изделий (см., например, [34]). Требования к материалу и обработке поверхности опор те же, что и для сварочного наконечника (см. ниже).

Остановимся на одной особенности сварочных колебательных систем, связанной с увеличением толщины свариваемых деталей или с увеличением площади сварных соединений. Для этого необходимо увеличить упругую энергию, вводимую в зону сварки, а следовательно, и в изгибно-колеблющийся стержень, причем выбранная оптимальная величина  $\xi_0$  должна остаться неизменной. Вводимую энергию нельзя значительно увеличить за счет тока, питающего электроакустический преобразователь, так как при больших значениях тока наступает насыщение и происходит не увеличение полезной акустической энергии, а бесполезный нагрев преобразователя. Иногда вводимую в изгибно-колеблющийся стержень энергию увеличивают, возбуждая его одновременно несколькими преобразователями. Пример такой системы показан на рис. 22, б (стр. 97).

На рис. 63 показана заимствованная из работы [39] фотография рабочего момента сварки с помощью такой системы (преобразователи ко-

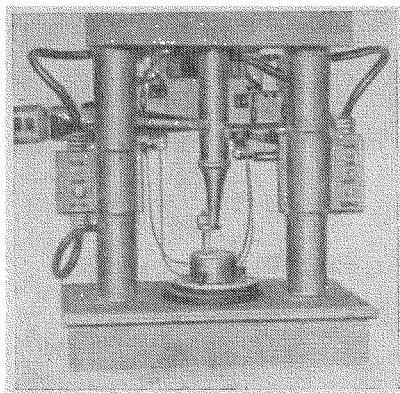


Рис. 62. Сварочная машина фирмы «Sonobond» на основе крутильной колебательной системы мощностью 2 квт

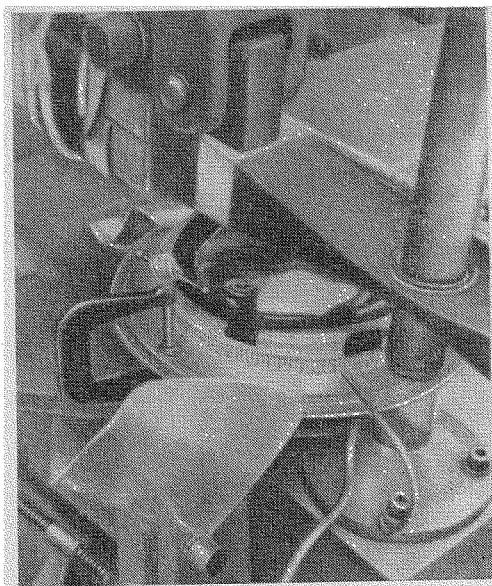


Рис. 63. Рабочий момент сварки с помощью колебательной системы типа рис. 22, б

леблются в противофазе). Встречаются также конструкции, в которых два преобразователя колеблются в фазе (рис. 64, а [71]) или два в фазе, а один в противофазе (рис. 64, б [104]). Для этой же цели созданы конструкции, в которых возбуждение достигается с помощью момента сил или пары колеблющихся в противофазе преобразователей, присоединенных к стержню в пучности напряжений (рис. 64, в). Возможно сочетание схем, приведенных на рис. 64, б и в, и т. д.<sup>1</sup> Отметим, что аналогичные решения можно применить и в сварочных колебательных системах других типов (продольная, крутильная).

В заключение остановимся на весьма важном для технологии сварки вопросе о сварочном наконечнике. Как уже отмечалось, наконечники могут быть сферической и фиксированной (например, плоской) формы. Наконечники фиксированной формы могут иметь на торцевой поверхности несквозные отверстия для приваривания штырьков, канавки для приваривания проводов и т. д. Как следует из гл. 1, сферический наконечник должен иметь достаточно большой радиус  $R$ , чтобы сохранять в процессе сварки стабильный контакт с деталью и обеспечивать необходимое распределение нормальных и тангенциальных напряжений в зоне соединения. Кроме того, с увеличением  $R$  уменьшается деформация верхней детали. Критерий для радиуса наконечника  $R = (50-100) \delta$ , где  $\delta$  — толщина верхней детали [34]. Этот критерий подтверждается данными работы [42], где экспериментально полученная при сварке сплавов Д16 и В95 ( $\delta = 0,5-1,5$  мм) зависимость для  $R$  имеет вид

$$R = \frac{1}{1,6} \cdot \frac{(6\sqrt{\delta} + 1)^2}{\delta}.$$

Согласно этому выражению,  $R = (70-30) \delta$ .

Наконечник обычно получают путем наплавки специальными электродами (см. ниже) и последующей механической обработки. Обработка поверхности наконечника (в работе [27] рекомендуется электрополи-

<sup>1</sup> Описываемые системы имеют повышенную добротность, если определять добротность колебательной системы как отношение заключенной в ней упругой энергии к энергии потерь (сюда входят не только собственные потери, но и активные части нагрузки, т. е. потери в зоне сварки).

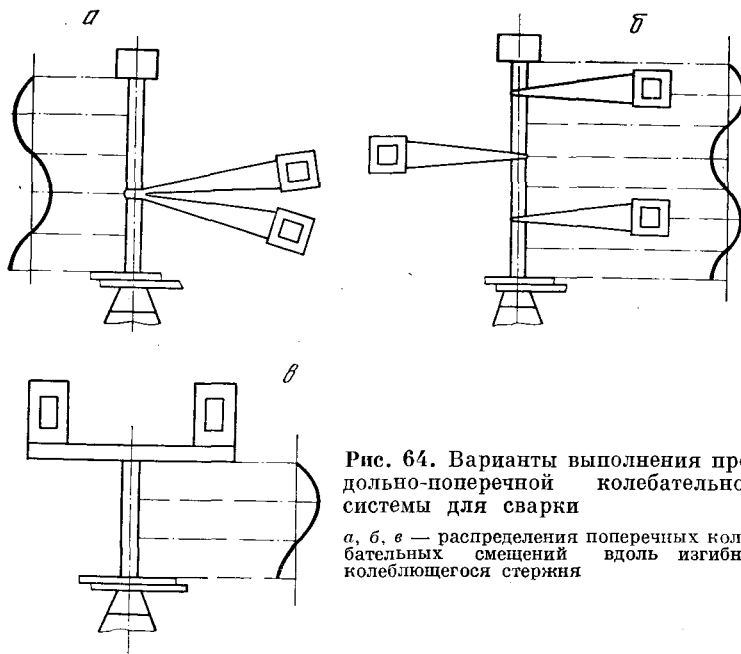


Рис. 64. Варианты выполнения продольно-поперечной колебательной системы для сварки

а, б, в — распределения поперечных колебательных смещений вдоль изгибно-колеблющегося стержня

ровка после механической обработки) должна удовлетворять условию минимального приваривания к детали и обеспечивать усталостную стойкость самого наконечника. Усталостная стойкость особенно важна при сварке жаропрочных металлов, когда в наконечнике могут образовываться усталостные трещины. В этом случае рекомендуется использовать сменные наконечники — вставки [17] или пайку сменного наконечника твердым серебряным припоем [34].

Первостепенное значение для технологии ультразвуковой сварки имеют вопросы подбора наплавочного материала, ибо они определяют возможность регулярной работы сварочной машины в производственных условиях. Обычно для сварочного наконечника рекомендуется применять твердые износостойкие материалы. Однако столь общая рекомендация порой приводит к плохим результатам. Например, наконечник из твердого сплава ВК-8 покрывается алюминием после сварки 100—150 точек [56]. Имеется ряд конкретных рекомендаций по выбору материала сварочного наконечника: это может быть закаленная в масле быстрорежущая инструментальная сталь, инконель, сплавы на основе никеля [34], сапфировые вставки. Используют и обычные стали, например, сталь 45, закаленная на твердость 50 ед. по Роквеллу, после электрополировки позволяет сварить без зачистки наконечника 900 золотых проводников с напыленными пленками [27]; то же относится к вставкам из твердых сплавов ВК-20 и ВК-25 (сварка алюминиевых сплавов) [17, 42] и т. д.

Как показано в работе [56], выбор материала наплавки — дело сложное и кропотливое. Так, в процессе подбора наплавки для сварки меди ( $\delta=1+1$  мм) и анодированной алюминиевой фольги ( $\delta=0,03-0,2$  мм) с латунью ( $\delta=0,3$  мм) было опробовано 12 типов наплавочных электродов. При сварке меди удовлетворительно работали наплавки электродами типа ЦН-2 (5000 точек для первой зачистки). Наилучшие результаты (при производительности 900 точек в час) получены с электродами типа ЭА-925. Оказалось, что после длительной работы такого наконечника его твердость повышается (с 25 до 45 ед. по Роквеллу) в связи с ростом числа мелких интерметаллических включений в материале, обусловленном «термомеханическим циклированием» материала наконечника. При сварке

анодированной алюминиевой фольги наилучшие результаты были получены при наплавке электродами ОЗИ-1 (5000 точек до первой зачистки, общее число сваренных соединений свыше 30 000).

Очевидно, что для правильного подбора материала наконечника для сварки данного конкретного металла необходимы специальные исследования.

## § 5. Электрические генераторы для ультразвуковой сварки. Системы управления и контроля

Рассмотрим соотношения мощности генератора и сварочной машины в диапазоне сварочных частот. Согласно работе [34], диапазон частот, используемых при сварке, — 10—175 кГц. Верхняя частота диапазона вызывает сомнение, так как при соответствующей длине волны продольных колебаний  $\lambda \approx 3$  см из конструктивных соображений длина концентратора должна быть как минимум 3—4  $\lambda$ . Частоты 10—20 кГц используются в сварочных машинах повышенной мощности 2—30 кВт (для машин мощностью 2—15 кВт используется частота 15,5 кГц). Для их питания применяют ламповые (мощность не выше 8 кВт) и машинные генераторы; мощность последних — до 30 кВт, стабильность частоты  $\sim 0,1\%$ . Частоты от 50 кГц и выше используются для сварки тонких фольг, проводов, элементов микромодульной техники, причем мощность соответствующих генераторов — от 50 до 1 Вт, а к. п. д. ламповых генераторов — 30—50%, полупроводниковых — до 90%. При этом в зону сварки подводится от 10% (к. п. д. генератора 30—50%, магнитострикционного преобразователя — 20—40%) до 70% (к. п. д. генератора 90%, пакетного пьезо-керамического преобразователя — 75%) энергии, поступающей из сети. Так, сварочная машина «Sonoweld» с паспортной мощностью 4 кВт и генератором на 8 кВА (при напряжении 240 В) отдает в зону сварки 1—1,5 кВт; эти цифры приблизительно соответствуют данным отечественной сварочной машины МТУ-4, с паспортной мощностью 4 кВт. Сварочная машина с паспортной мощностью 100 Вт и генератором на 300 Вт отдает в зону сварки 25—30 Вт.

Ламповые и полупроводниковые генераторы могут быть генераторами с самовозбуждением и с независимым возбуждением. Первые сварочные машины типа УЗСМ-1 снабжались генераторами с самовозбуждением типа УЗГ-10. Коренной их недостаток заключался в том, что нагрузка (преобразователь—колебательная система—зона сварки) по существу включена в контур генераторной лампы и изменения ее при сварке непрерывно изменяют режим генерации, а это плачевно сказывается на прочности и стабильности прочности сварных соединений [30]. Попытки исправить дело с помощью акустической обратной связи, позволяющей изменять напряжение возбуждения электроакустического преобразователя при изменении частоты колебательной системы во время сварки, оказались малоэффективными.

Применение генераторов с независимым возбуждением позволяет повысить стабильность прочности (с  $\pm 25$  до  $\pm 18\%$ ) [57]. При использовании генераторов с независимым возбуждением, как правильно указано в работе [57], первой причиной уменьшения амплитуды колебаний сварочного наконечника  $\xi_0$  при сварке является изменение собственной резонансной частоты колебательной системы; оно вызвано реактивной (инерциальной) нагрузкой на колебательную систему и сравнительно невелико. Анализ расстройки продольно-поперечной колебательной системы под нагрузкой показал [72], что при правильном методе расчета колебательной системы реактивная нагрузка вызывает при сварке незначительное отклонение от ее резонансной частоты и, следовательно, не-

значительное уменьшение  $\xi_0$ . Этот вопрос был рассмотрен в § 5 гл. 1, где было сказано, как надо изменять размеры колебательной системы, чтобы при сварке она работала на резонансе. В течение сварочного цикла нагрузка может меняться. Однако вызываемая этими изменениями расстройка гораздо меньше расстройки от первоначального приключения нагрузки, и она может быть скомпенсирована автоматической подстройкой частоты генератора. Система, обеспечивающая подстройку, описана в работе [32]. Сигнал от акустического датчика сравнивается с опорным сигналом, затем разностный сигнал детектируется и подается на реактивную лампу, изменяющую «частоту генератора на необходимую величину»<sup>1</sup>.

Когда уменьшение  $\xi_0$ , вызванное расстройкой системы, скомпенсировано, уменьшение амплитуды может быть вызвано второй причиной, — отбором энергии в зону сварки (при недостаточной мощности генератора  $P_{зд}$ ). Действительно, величина  $\xi_0$  может уменьшаться вдвое по сравнению с ненагруженным состоянием при незначительном (доли процента) отклонении резонансной частоты [53, 92]. Отсюда непосредственно следует, что если увеличение амплитуды  $\xi_0$  допустимо с учетом физики процесса сварки (см. гл. 1 и 2), то следует увеличить мощность, подаваемую на электроакустический преобразователь  $P_{зд}$  (не доводя его до насыщения). Это в свою очередь позволит уменьшить необходимое время сварки  $\tau$  [34] и увеличить производительность оборудования.

Остановимся на вопросе о мощности  $P_{зд}$ , отдаваемой генератором в нагрузку (колебательная система — зона сварки). Мы приводили численные значения именно этой мощности [34], а не мощности, отдаваемой в зону сварки, полученные простым умножением мощности, потребляемой генератором из сети, на его к. п. д. и к. п. д. электроакустического преобразователя. Столь грубая оценка, конечно, завышена для значений мощности, идущей непосредственно на сварку, так как часть мощности рассеивается в колебательной системе и в деталях вне зоны сварки. Возможны и более непосредственные оценки мощности, передаваемой в зону сварки, с учетом  $k_s$ , измеренного в «рабочей части» изгибно-колеблющегося стержня [73], которые, например, при сварке меди  $\delta=0,2+0,2$  мм на машине с паспортной мощностью 1,5 квт (МТУ-1,5) дают величину 115 вт. Соответственно энергия  $E$ , отдаваемая в зону сварки, равна  $E=P \cdot \tau \approx 300$  вт/сек. Для технических надобностей годятся показанные грубые оценки сварочной мощности. На наш взгляд, более важны вопросы зависимости энергии, затрачиваемой на сварку, от толщины и механических характеристик материала свариваемых деталей (например, от его твердости  $H_B$ ) и о взаимосвязи  $P_{зд}$  и  $\xi_0$ . Знание этой взаимосвязи позволило бы регулировать важный параметр режима  $\xi_0$  только с помощью электрического генератора. В ряде работ показано, что зависимость  $\xi_0^2 (P_{зд})$  — линейная в некоторых пределах при неизменной толщине деталей (см., например, [24]). Для выбора мощности генератора для заданных объектов сварки необходимо знать зависимость  $P_{зд}(\delta)$  и  $P_{зд}(H_B)$ . Известны две эмпирические зависимости  $P_{зд}(\delta)$ : для сварки меди толщиной  $\delta=0,1-0,3$  мм  $P_{зд} \sim \delta$  [50] и  $P_{зд} \sim \delta^{3/2}$  для сварки листов одинаковой толщины в широком диапазоне толщин [34]. Физическая сущность таких зависимостей не очевидна. Можно лишь полагать, что увеличение  $\delta$  повышает силу сопротивления колебаниям сварочного наконечника и рассеяние энергии в деталях вне зоны сварки. Мы полагаем само собой разумеющимся, что с ростом  $\delta$  обычно увеличивают площадь сварного соединения и соответственно повышаются затраты энергии  $E$  непосредственно на сварку. Что касается зависимости величины  $E$  от свариваемого

<sup>1</sup> В работах [30, 57], видимо, допущена неточность, так как описанный там метод автоподстройки частоты тока на резонанс состоит в непосредственном управлении сеткой генераторной лампы сигналом от индуктивного датчика, прикрепленного к магнотриксционному преобразователю.

материала, то с переходом к более прочным материалам (например, с более высокой твердостью  $H_B$ ) потребная для сварки энергия, видимо, должна возрастать, так как в этом случае труднее обеспечить пластическую деформацию металла в контакте наконечника с деталью и в зоне соединения. Согласно работе [34], при сварке листов одинаковой толщины  $E \sim H_B^{3/2}$  и  $E = k (\delta H_B)^{3/2}$  (вт/сек); здесь  $k$  — численный коэффициент. Эти эмпирические зависимости получены для частных случаев, но по ним все же можно судить об энергии, необходимой для сварки деталей данной толщины и твердости. Электрический генератор должен, естественно, иметь запас мощности, так как всегда может понадобиться ее варьировать для получения высококачественных соединений (см. ниже). Здесь мы переходим к области активного управления процессом сварки.

Наиболее простой вид активного управления сваркой состоит в первоначальном подборе законов изменения  $N(\tau)$  и  $\xi_0(\tau)$  или  $P_{\text{св}}(\tau)$  в процессе данной сварки. Такой подбор позволяет получить оптимальные зависимости  $N(\tau)$  (см., например, [40]) и  $\xi_0(\tau)$ , которые выдерживаются затем автоматически. Такой вид активного управления был порожден необходимостью сваривать трудносвариваемые металлы. Например, чтобы реализовать в начале сварки жаропрочных металлов [34] хороший механический контакт наконечника с деталью, процесс ведут при малой мощности  $P_{\text{св}}$  и большом значении  $N$ , а затем, чтобы получить сварку, увеличивают  $P_{\text{св}}$  и уменьшают  $N$ . Если материалы свариваются хорошо, то активное управление процессом сварки позволяет улучшить качество соединений. Простейший случай такого управления, однако, более сложен [57], чем автоматическая работа по выбранным зависимостям  $N(\tau)$ ,  $\xi_0(\tau)$ . Согласно работе [57], управление процессом сварки (управление величиной  $\tau$ ) происходит во время каждого сварочного цикла, в соответствии с регистрируемой во время цикла изменяющейся величиной  $\xi_3$ , т. е. амплитудой колебаний опоры<sup>1</sup>. Когда  $\xi_3$  достигает величины, установленной заранее для данного объекта сварки, процесс сварки прекращается. Полагают, что изменения  $\xi_3(\tau)$  отражают кинетику образования сварного соединения [57]. Управление осуществляют с помощью простого устройства: электродинамический датчик колебаний опоры соединен с устройством, выключающим электрический генератор при заранее найденной величине сигнала датчика. При таком методе управления процессом колебания прочности соединений составляют всего  $\pm 5\%$ . Управление процессом в зависимости от изменения некоторого выбранного параметра в течение каждого сварочного цикла наиболее перспективно именно при ультразвуковой сварке металлов, так как в этом способе сварки есть много параметров, пригодных для такого вида управления. Например, можно одновременно управлять величиной  $N$ , настраивая систему на максимальную величину  $k_0$  (см. § 5 гл. 1), и мощностью  $P_{\text{св}}$  для сохранения выбранной величины  $\xi_0$ . Очевидно, что все такие системы управления должны строиться с учетом физики процесса сварки для получения максимальной прочности соединений и минимального разброса прочности и времени сварки (повышение производительности). Системы с автоматизированным поиском оптимальных условий могут дополняться системами, обладающими широкими возможностями экспериментального подбора зависимостей  $N(\tau)$  и  $\xi_0(\tau)$ . Одна из таких систем основана на управлении величиной  $\xi_0$  в течение сварочного цикла, в соответствии с требованием обеспечить большое время нарастания  $\xi_0$  до установившейся величины (см. гл. 1 и 2) и с возможностью увеличивать  $\xi_0$  или  $P_{\text{св}}$  в конце свароч-

<sup>1</sup> Аналогичный метод, использующий величину амплитуды колебаний сварочного наконечника [106], менее удачен, чем метод, предложенный в работе [57], поскольку влияние прочности образующегося соединения на изменение  $\xi_0$  менее определено, чем на  $\xi_3$ .

ного цикла. Управление осуществляется изменением формы импульса тока, питающего электроакустический преобразователь. Для этого используется специальный генератор, позволяющий менять в широких пределах длительность переднего и заднего фронта импульса и его вершины<sup>1</sup>.

## § 6. Выбор режимов

Использование автоматических систем, реализующих выбранные временные зависимости параметров режима сварки  $\xi_0$ ,  $N$ , или систем, ведущих автоматический поиск оптимальных зависимостей  $\xi_0(\tau)$ ,  $N(\tau)$  в процессе сварки, имеет несомненные перспективы. Однако сейчас основным считается режим, когда  $\xi_0$  и  $N$  остаются неизменными в течение всего процесса. Этот же режим является исходным для работы любых автоматических систем. Остановимся на вопросе выбора оптимальных значений этих двух величин.

В литературе по этому поводу имеется много зачастую разноречивых рекомендаций. Иногда считают, что соединения с хорошей прочностью можно получить только при больших  $\xi_0$  и умеренных  $N$  [12, 14]. Согласно другой точке зрения, предпочтительны небольшие (ограниченные сверху) значения  $\xi_0$  и большие  $N$  [88]. В ряде работ указывают, что достаточная прочность соединений может быть получена как при больших  $\xi_0$  и малых  $N$ , так и при малых  $\xi_0$  и больших  $N$  [34, 50, 53, 58]<sup>2</sup>, причем обычно упускают из виду, что соединения из одного и того же металла при таких полярных режимах будут заметно различаться по прочности, физическим свойствам, микроструктуре и т. д. (см. гл. 2). Действительно, приводя экспериментальные зависимости  $P_{\text{сд}}(N)$ , авторы работ [19, 50] иллюстрируют результаты, полученные при различных соотношениях  $\xi_0$  (или  $P_{\text{сд}}$ ) и  $N$  (рис. 65 и 66), но не приводят сравнительных характеристик соединений, соответствующих левой и правой частям этих рисунков. По кривым рис. 65 и 66 выбирают оптимальные величины  $P_{\text{сд min}}$ ,  $N$ . Сами кривые получают [34] следующим образом: задавшись некоторой величиной  $N$ , производят серию сварок данного металла, меняя величину  $P_{\text{сд}}$  и сохраняя  $\delta, \tau$  постоянными. Полученные соединения разрушают, и мощность, соответствующая максимальной прочности, дает точку на кривой  $P_{\text{сд}}(N)$ . Следующие точки получают<sup>3</sup> таким же способом при других значениях  $N$ . На основании кривых рис. 65 и 66 делают вывод, что хорошие соединения получаются при изменении  $N$  в широких пределах, но при  $P_{\text{сд}} > P_{\text{сд min}}$  [19, 50], т. е.  $P_{\text{сд}}$  (или  $\xi_0$ ) ограничивают снизу. Ограничение  $P_{\text{сд}}$  не только снизу, но и сверху вводится в работе [50]: если  $P_{\text{сд}}$  мала — сварки не происходит, если велика — большие динамические напряжения в соединении разрушают его. Это подтверждается и нашими данными [28]. Итак, величина  $\xi_0$  (или  $P_{\text{сд}}$ ) ограничена сверху и снизу. Ниже мы вернемся к выбору  $\xi_0$ , а сейчас рассмотрим отдельно выбор  $N$ , хотя  $\xi_0$  и  $N$  не независимые величины.

На основании кривых рис. 65, в работе [50] делают вывод о существовании  $N_{\text{opt}}$ , соответствующего минимума этих кривых (из рис. 65 следует, что при изменении  $\delta$  в 5 раз,  $N_{\text{opt}}$  увеличивается на 60%; это соответствует нашим соображениям, изложенным в § 2 гл. 1). Существование

<sup>1</sup> Электронное модулирующее устройство для изменения формы импульса можно применить и при использовании машинного генератора для питания сварочной установки.

<sup>2</sup> Сопоставление затруднено тем, что в отечественных работах преимущественно используют величину  $\xi_0$ , а в зарубежных —  $P_{\text{сд}}$ . Как указано в § 3,  $\xi_0$  и  $P_{\text{сд}}$  соответствуют друг другу лишь при определенных условиях.

<sup>3</sup> Итак, нахождение оптимальных величин  $P_{\text{сд}}$  (или  $\xi_0$ ) и  $N$  достаточно трудоемко. Поэтому желательно иметь критерии хотя бы для предварительного выбора величин  $\xi_0$ ,  $N$  в зависимости от свойств данного металла (см. ниже).

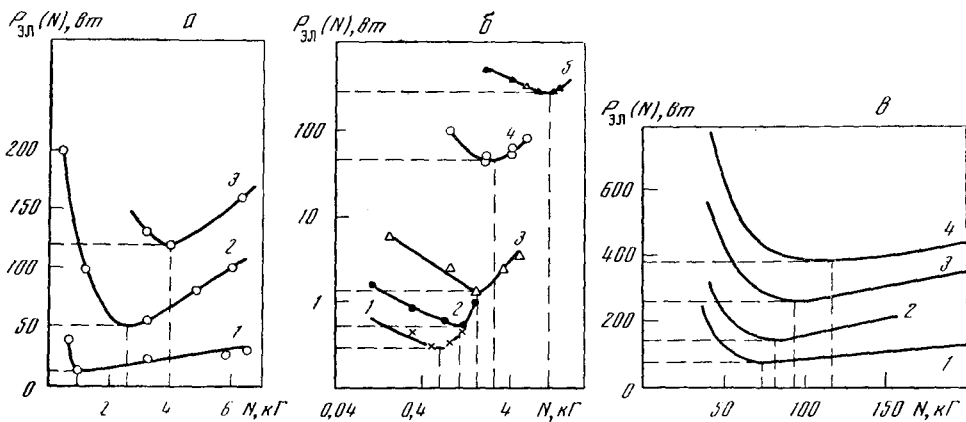


Рис. 65. Экспериментальные зависимости  $P_{эл}(N)$  при  $\tau = \text{const}$

Оптимальные величины  $P_{эл}$  вынесены пунктиром на оси координат: а — для нержавеющей стали [19] (кривые 1—3 соответствуют  $\delta = 0,008; 0,025$  и  $0,038$  мм); б — для алюминиевого сплава при  $\tau = 1$  сек [19] (кривые 1—5 соответствуют  $\delta = 0,018; 0,025; 0,043; 0,1$  и  $0,73$  мм); в — для отожженной меди  $\tau = 1$  сек [50] (кривые 1—4 соответствуют  $\delta = 0,06; 0,1; 0,2$  и  $0,3$  мм)

оптимальной области значений  $N$  подтверждается также тем фактом, что при слишком малых  $N$  сварочный наконечник скользит по детали, нагревая ее и нарушая поверхность, а получающееся соединение имеет малую прочность [12, 19] (условия, при которых можно ликвидировать проскальзывание наконечника, рассмотрены в гл. 1). Слишком большие  $N$  увеличивают деформацию верхней детали и ухудшают условия сварки (см. зависимость  $k_6(N)$  в § 5 гл. 1). В то же время рекомендуемые значения величины  $N$  даже при сварке одних и тех же металлов настолько различны (единицы — десятки килограммов), что область оптимальных значений  $N$  может показаться весьма расплывчатой. Однако это не так, если учесть различие площадей сварных соединений. Пересчет оптимальных величин давления по данным большого количества работ, где значение  $N$  определялось экспериментально с помощью различных методов при сварке разных металлов наконечниками различного размера и конфигурации, к удельному давлению  $\sigma$  (в  $\text{кг/мм}^2$ ) показывает, что не существует «больших» и «малых» давлений — все они соответствуют значениям  $\sigma \leq \sigma_T$ <sup>1</sup>. При использовании сферического наконечника малого радиуса  $R$  величина  $\sigma$  в начале сварки может превышать предел прочности свариваемого металла на растяжение. Но и в этом случае в конце сварки  $\sigma \simeq \sigma_T$  (при больших  $R$  разница между величиной  $\sigma$  в начале и в конце сварочного цикла мала). С чем же связано обнаруженное соотношение  $\sigma \simeq \sigma_T$ ? В ряде работ отмечается, что величина  $N$  зависит от твердости свариваемого металла (см., например, [12]). Более того, указывается, что величина  $N$  прямо пропорциональна твердости свариваемого металла по Бринеллю  $H_B$  [34]. Если учесть, что  $H_B \simeq c\sigma_T$  (где  $c = \text{const}$ , например,  $c = 3$  для контакта твердой сферы с пластичным металлом), то становится очевидной правильность выбора величины  $N$  во всяком случае при сварке пластичных металлов плоским наконечником из условия [40, 89]:

$$N = \sigma S_n. \quad (37)$$

Для случая сферического наконечника можно, очевидно, записать

$$N_{сф} = 3\sigma_T S_{сф}, \quad (38)$$

<sup>1</sup>  $\sigma_T$  — предел текучести данного металла при комнатной температуре; в случае сферического наконечника — средняя за время сварки величина.



где  $S_{сф}$  — начальная площадь контакта наконечника с деталью, вычисленная по формуле Герца. Возрастающая зависимость  $N(\delta)$  слабее зависимости  $N(\sigma_c)$ ; она рассмотрена в § 2 гл. 1. Таким образом, для ориентировочного выбора  $N$ ,  $N_{сф}$  можно использовать соотношения (37) и (38), уточняя значения  $N$  по максимальной величине  $k_0$  (см. § 5 гл. 1).

По ряду причин, рассмотренных в гл. 1 и 2, давление гораздо менее критичный параметр, чем амплитуда колебаний наконечника  $\xi_0$ . Напомним, например, что рост  $N$  на порядок увеличивает расчетную величину пороговой амплитуды, при которой в зоне соединения возникает проскальзывание лишь на 20—30%. Рассмотрим рекомендуемые в литературе соображения, касающиеся выбора величины  $\xi_0$ . Мы уже говорили о минимальных и максимальных величинах  $P_{эл}$  (и соответствующих величинах  $\xi_0$ ); при минимальных величинах  $\xi_0$  сварки не происходит, а при максимальных — соединение разрушается. По данным работ [12, 23, 41], минимальные величины  $\xi_0$  соответственно равны 16; 5—10; 7 мк. Однако это нельзя считать правильным, так как минимальные значения  $\xi_0$  установлены без указания конкретного объекта сварки. Существуют объекты, свариваемые при весьма малых  $\xi_0$  и соответственно при затратах минимальной энергии — долей джоуля. Так, при сварке тонких проводов (диаметром 30—35 мк) с напыленными слоями Cu, Au, Al ( $f=50$  кгц) величина  $\xi_0$  составляет 1,5—2 мк [27]. Для одного и того же объекта сварки рекомендуются различные величины  $\xi_0$ . Например, листы из сплава Д16АТ ( $\delta=1,0+1,0$  мм), согласно [41], свариваются лишь при  $\xi_0 > 15-16$  мк (при  $\xi_0=18$  мк прочность соединения на срез — 58 кгГ, а при  $\xi_0=28$  мк максимальная прочность — 220 кгГ). Тот же объект при близких значениях  $\sigma$  сваривается при  $\xi_0=17-18$  мк с прочностью до 450 кгГ [42]. Число подобных рекомендаций и примеров можно было бы продолжить. По-видимому, причина заключается в том, что иногда сварка производится не в оптимальных условиях (технология, конструкция сварочной машины и т. д.). Отсюда и «предельные» минимальные амплитуды. В качестве критерия для минимальной величины  $\xi_0$  разумно принять соображения, изложенные в работе [53]: величина  $\xi_0$  должна обеспечивать пластические сдвиговые деформации металла в зоне соединения<sup>1</sup>. При таком критерии  $\xi_{0\min}$  может составлять и десятые доли микрона. Такие малые величины  $\xi_0$  не исключают принципиальной возможности сварки при достаточно большом времени  $\tau$ . Однако с технологической точки зрения режим весьма малых  $\xi_0$  непригоден.

Как уже указывалось, называют «предельные» максимальные величины  $\xi_0$  (или  $P_{эл}$ ), вызывающие разрушение соединения [50] или проскальзывание наконечника по детали [28]. «Предельные» максимальные величины  $\xi_0$  тоже условны: если увеличить  $N$  и  $R$ , сохраняя величину  $\xi_0$ , то она уже не будет предельной. Из приведенного видно, что о предельных величинах можно говорить лишь для конкретных условий сварки.

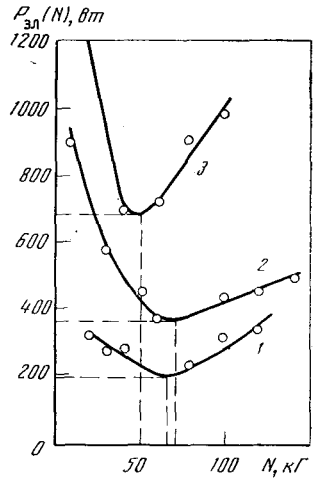


Рис. 66. Экспериментальные зависимости  $P_{эл}(N)$  при  $\delta=0,3$  мм,  $\tau=0,5$  сек [50]

1 — алюминий; 2 — нагартованная медь; 3 — сплав медь 45%—никель 55%

<sup>1</sup> Напомним, что здесь допущено отсутствие проскальзывания наконечника и  $\xi_0$  связано с  $\xi_1$  простым соотношением:  $\xi_1 = \xi_0 - (2-3)$  мк [88].

Правильный выбор  $\xi_0$  следует производить с учетом физики процесса сварки (см. предыдущие главы). Сварка может производиться при больших и при умеренных  $\xi_0$ , но получающиеся соединения заметно отличаются по прочности, физическим характеристикам и микроструктуре.

Если в зоне соединения нужно обеспечить значительные пластические деформации (например, приваривание металла к стеклу, керамике) или ограничить диффузию в соединении, причем прочность соединений на отрыв (или их «пластичность» [34]) не обязательно должна быть высокой, то сварку следует производить при больших  $\xi_0$  и малых  $N$ . При этом затраты упругой энергии повышены в связи с необходимостью привести большой объем материала в зоне соединения в весьма пластичное состояние. Этому соответствует более крутой подъем левой ветви кривых  $P_{\text{зх}}(N)$  с уменьшением  $N$  на рис. 65 и 66. В таком режиме возможны технологические затруднения (например, проскальзывание наконечника).

Если необходимо ограничить пластические деформации в зоне соединения, увеличить диффузию или получить высокую прочность на отрыв при меньших затратах упругой энергии, то величину  $\xi_0$  следует ограничить сверху. При сварке в таких условиях величина  $\xi_0$  (или  $P_{\text{зх}}$ ) сравнительно слабо растет с увеличением  $N$ , чему соответствуют правые ветви кривых  $P_{\text{зх}}(N)$  на рис. 65 и 66. Ориентировочный расчет величины  $\xi_0$  для этого случая ( $\xi_0 \approx x$ ) в зависимости от свойств свариваемого материала и условий сварки, а также методы экспериментальной проверки соответствия  $\xi_0$  расчетной величине  $x$  описаны в § 3 гл. 1.

## Глава 4

### ПРОМЫШЛЕННЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

#### § 1. Введение

В предыдущих главах рассмотрены вопросы физики и технологии ультразвуковой сварки и сформулированы некоторые оптимальные условия выбора режимов, технологии и оборудования. В настоящей главе кратко рассмотрены применения ультразвуковой сварки. Решение вопроса о целесообразности ее применения связано, в первую очередь, с различными, и прежде всего прочностными, характеристиками получаемых соединений. Эти характеристики рассмотрены в § 2. Далее, чтобы лучше ориентироваться в разнообразных возможностях, которыми располагает ультразвуковая сварка, в § 3 приведены примеры, не исчерпывающие, конечно, всех ее возможностей. Дальнейшее усовершенствование технологии и оборудования может породить новые применения этого вида сварки. Перспективам развития ультразвуковой сварки посвящен § 4.

Вопрос об эффективности ультразвуковой сварки специально не рассматривается, но для иллюстрации полезно привести два характерных примера. Ультразвуковая точечная сварка меди дает вдвое большую, чем электроконтактная, прочность соединения, причем затраты энергии в 10 раз меньше. Благодаря более простой технологии, высокой производительности и меньшей стоимости изделий, ультразвуковая кольцевая сварка вытеснила сварку сопротивлением при соединении коварового колпачка с медным основанием полупроводниковых приборов [14]. Мы не будем останавливаться и на таких очевидных преимуществах

ультразвуковой сварки, как несложная и достаточно точная дозировка мощности, необходимая для сварки (от долей *вт* до *квт*), отсутствие тех неприятностей, которые присущи различным видам сварки плавлением (значительные тепловые воздействия, резкое изменение механических свойств на границе литое ядро — основной металл, насыщение газами, трещины, поводки, образование хрупких интерметаллических фаз и т. д.).

## § 2. Характеристики ультразвуковых соединений

Наиболее важными характеристиками соединений являются прочность на срез и отрыв, стабильность этой прочности и усталостные характеристики. Мы ограничимся несколькими примерами, так как произвести сравнение прочностей трудно из-за отсутствия в большинстве случаев данных по удельной прочности соединений (в  $\text{кг/мм}^2$ ) или ее величине по сравнению с характеристиками основного металла.

Обычно приводят качественные результаты испытаний соединений на срез-отрыв; разрушение чаще всего происходит не в виде чистого среза, а в виде разрыва по основному металлу или вырывания сварной точки (шва). Такое хорошее с эксплуатационной точки зрения качество соединения вовсе не означает, однако, что его удельная прочность равна прочности основного металла, так как удельная нагрузка, пересчитанная к площади соединения, может быть меньше, чем для основного металла. Например, удельная прочность соединения из алюминия с пределом прочности на растяжение  $10 \text{ кг/мм}^2$  составляет  $8,5 \text{ кг/мм}^2$ , или 85% его предела прочности [50], из меди толщиной  $0,05\text{--}1,2 \text{ мм}$  она равна 50% предела прочности [54]<sup>1</sup>, для ТД-никеля ( $\delta=0,6\pm 0,6 \text{ мм}$ ) — 78% [55]. Отметим, что иногда вполне достаточно качественного показателя — разрушение по основному металлу. Таков случай приваривания проволочных выводов в интегральных схемах, когда площадь соединения обычно больше сечения проволочки. Разрыв по проволочке означает, что прочность соединения достигает 80% прочности основного металла [27].

При сварке разных металлов прочность соединений составляет 90—95% прочности металла менее прочного из данной пары [14]. Иногда сравнивают ультразвуковые соединения по прочности с заклепочными или полученными точечной электросваркой. По сравнению с заклепочными соединениями ультразвуковая сварка обеспечивает большие прочности: на 16% (Д16АТ,  $\delta=1,0\pm 1,0 \text{ мм}$ ), 42% (АМГ-5 ВМ,  $\delta=2,0\pm 2,0 \text{ мм}$ ) [53] и 40% (медь,  $\delta=1,0\pm 1,0 \text{ мм}$ , диаметр сварной точки  $6 \text{ мм}$ , заклепки —  $4,5 \text{ мм}$ ) [16]. Сравнение с контактной электросваркой часто оказывается в пользу ультразвуковой сварки. Например, для материала САП (прочности на срез при диаметрах точек  $3\text{--}4 \text{ мм}$   $100 \text{ кг}$  при  $\delta=0,8\pm 0,8 \text{ мм}$  и  $245 \text{ кг}$  при  $\delta=1,0\pm 1,0 \text{ мм}$ ) прочность на точку больше в 1,7 раза, чем при контактной электросварке, а для стали ЭИ702 ( $\delta=0,2 \text{ мм}$ ) со сталью 1Х18Н9Т ( $\delta=2,5 \text{ мм}$ ) — в 2,5 раза выше, чем при конденсаторной сварке [15]. Прочности соединений из алюминиевых сплавов ( $\delta$  до  $1,5 \text{ мм}$ ) по оценкам американских исследователей в 1,5—2 раза выше, а для нержавеющей и специальных сталей ( $\delta$  до  $0,75 \text{ мм}$ ) — в 1,2—2,5 раза выше прочностей, обусловленных военными требованиями для контактной электросварки [34]. Согласно [42], прочности соединений из сплавов В95АТ и Д16АТ ( $\delta=1,0\pm 1,0 \text{ мм}$ ) соответственно в 1,5 и 1,2 раза выше, чем при точечной электросварке.

Что касается прочности многоточечных соединений из алюминиевых конструктивных сплавов, то она может достигать 80—100% от прочности основного металла [34], а по сравнению с точечной электросваркой и

<sup>1</sup> Прочность соединений из меди на срез несколько выше при  $\xi_0 \approx x$ , чем при  $\xi_0 > x$ .

клепкой (для Д16АТ и В95АТ,  $\delta=1,0+1,0$  мм) прочность соответственно выше в 1,7 и 2,2 раза [42].

Вопрос о стабильности прочности ультразвуковых сварных соединений в известной степени потерял свою остроту, поскольку технология сварки и конструкции сварочных машин сейчас значительно усовершенствованы. Стабильность определяют либо по результатам технологических проб в производственных условиях (количество несварившихся из общего числа соединений), либо по данным статистической обработки результатов выборочных (несколько дней в течение недели или месяца) прочностных испытаний контрольных партий соединений [34, 57]. Например, при технологической пробе соединений анодированной алюминиевой ленты с латунными контактами ( $\delta=0,03+0,3$  мм) 25 из 10 000 соединений разрушились не по основному материалу [56]. Статистическая обработка результатов выборочных испытаний дает колебания прочности  $\pm 15\%$  [34]. Специальные меры (весьма тщательная подготовка деталей или контроль прочности в процессе сварки, см. § 4 гл. 3) позволяют снизить колебания прочности до  $\pm 5\%$  [57]. Такая стабильность прочности заметно лучше, чем обеспечиваемая точечной электросваркой.

Результаты прочностных испытаний соединений при отличных от комнатной температурах (например, соединений из АМг-5ВМ, Д16АТ, АМцМ при температурах от  $-50$  до  $+300^\circ\text{C}$  [53] и из ТД-никеля при температурах до  $1100^\circ\text{C}$  [55]) показали, что их прочность уменьшается так же, как прочность основного металла. Аналогичные данные получены при термоциклировании соединений из нержавеющей стали ( $850^\circ\text{C}$  — расплавленный свинец,  $550^\circ\text{C}$  — воздух) [34]. Прочность соединений на отрыв обычно сравнивается с прочностью на срез, причем их отношение есть мера пластичности соединения [34]. Это отношение может составлять 15—30% [48], не менее 30% [12], 20—40% [34], 50% [16, 58] и может быть повышено при усовершенствовании технологии сварки. В последнем случае высокая пластичность соединений получена потому, что сварка проводилась без проскальзывания деталей и соединение образовывалось диффузионным путем без значительных пластических течений в зоне соединения (см. гл. 1 и 2).

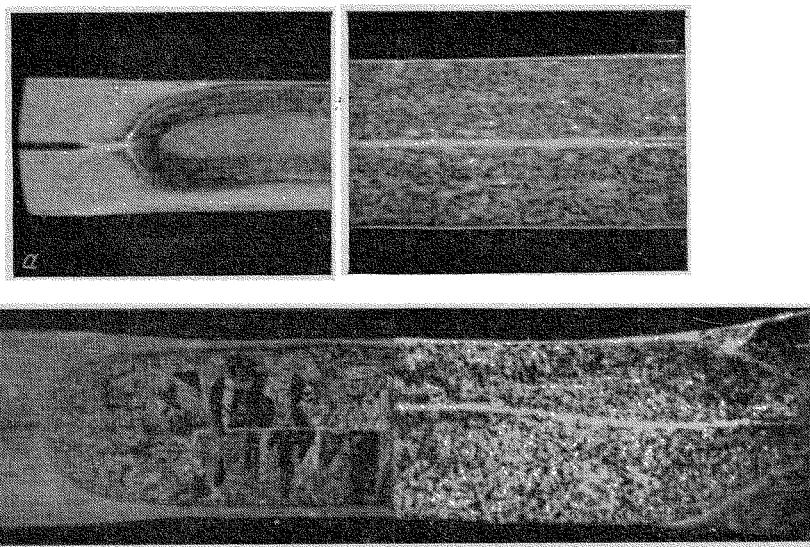


Рис. 67. Сравнение макрошлифов соединений, выполненных точечной ультразвуковой сваркой (справа) и электросваркой (слева)

а — алюминиевый сплав [39]; б — титан

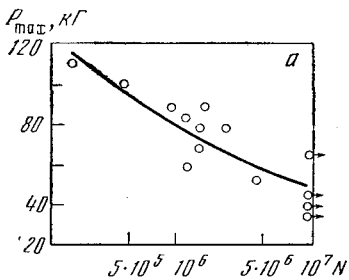
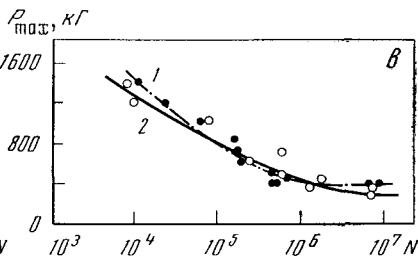
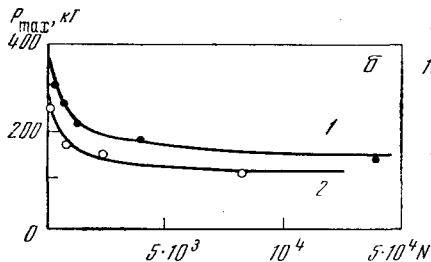


Рис. 68. Усталостные характеристики сварных соединений, полученных с помощью ультразвука

*a* — медные пластины, асимметричный цикл, частота испытаний  $\sim 50$  гц, средняя разгружающая нагрузка 50 кг при базе  $10^7$  циклов [54]; *б* — пластины алюминиевого сплава В95АТ,  $\delta=1,0+1,0$  мм, кривые ограниченной выносливости: 1 — ультразвуковая сварка предварительно обезжиренных поверхностей; 2 — точечная электросварка [42]; *в* — пластины алюминиевого сплава 2024-Т3,  $\delta=1,25+1,25$  мм, пластины соединены семью точками, расположенными двумя рядами в шахматном порядке: 1 — ультразвуковая сварка, 2 — точечная электросварка [34]



Более высокие, чем при сварке плавлением, прочности полученных ультразвуковой сваркой соединений объясняются гораздо меньшим тепловым воздействием и слабым изменением структуры в зоне сварки по сравнению с основным металлом. Это иллюстрируется фотографиями, приведенными на рис. 67, где сравниваются макрошлифы соединений из алюминиевого сплава (рис. 67, *a*) и титана (рис. 67, *б*), полученных ультразвуковой сваркой и точечной электросваркой.

Поскольку различным видам соединений, полученных ультразвуковой сваркой, приходится работать в условиях знакопеременных нагрузок, например, медным деталям в коллекторах машин постоянного тока, их подвергают усталостным испытаниям. На рис. 68, *a* приведены результаты испытаний одноточечных соединений из меди ( $\delta=1$  мм). Часто результаты испытаний сравнивают с полученными при испытаниях соединений, выполненных контактной электросваркой. Например, для соединений из сплавов АМг-5ВМ и Д16АТ, полученных ультразвуковой сваркой, предел усталости составляет  $4 \text{ кг/мм}^2$ , причем при больших напряжениях и малом количестве циклов  $N$  ограниченная выносливость оказывается выше, чем при сварке плавлением [53]. Аналогично, для некоторых конструктивных алюминиевых сплавов при максимальной нагрузке  $1200 \text{ кг}$  ограниченная выносливость при сварке плавлением достигает  $5,5 \cdot 10^3$  циклов, а при ультразвуковой сварке —  $(2,3-4) \cdot 10^4$  циклов [59]. При малых нагрузках характеристики этих видов сварки приблизительно одинаковы [12, 59]. Это иллюстрируется рис. 68, *б, в*.

Полученные с помощью ультразвука сварные соединения имеют высокую коррозионную стойкость. Например, на соединениях из меди ( $\delta=1$  мм) длительное пребывание в агрессивных средах ( $\text{H}_2\text{O}_2$ , 10%-ный раствор  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , пары  $\text{NH}_4\text{OH}$ ) практически не сказывается [16]. Испытания алюминиевых сплавов в дистиллированной воде (5600 час), в дистиллированной воде при наличии ультразвуковой кавитации (8 час), в 3%-ном растворе поваренной соли (при  $40^\circ \text{C}$ , 4000 час) или попеременные погружения в такой раствор при дополнительной статической нагрузке сказываются на прочности соединений практически так же, как на прочности основного металла [34].

Важной характеристикой шовных соединений (кольцевые швы, полученные с помощью крутильных колебательных систем, линейные швы на различных упаковках из алюминия и т. д.) является герметичность.

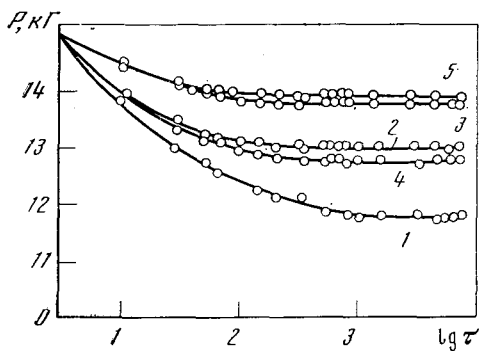


Рис. 69. Сравнительные кривые снижения давления  $P$  пружины со временем (кривые релаксации напряжений в соединении) при  $100^\circ\text{C}$  и времени испытаний  $\tau=1700$  час.

1 — паяные, обкатанные пружины; 2 — паяные, обкатанные, термообработанные пружины; 3—5 — сваренные ультразвуковой сваркой (режимы сварки: кривая 3 —  $\xi_0=20$  мк,  $N=120$  кГ,  $\tau=1,2$  сек; кривая 4 —  $\xi_0=14$  мк,  $N=60$  кГ,  $\tau=0,5$  сек; кривая 5 —  $\xi_0=17$  мк,  $N=80$  кГ,  $\tau=0,8$  сек

Погружение в воду на длительное время показало полную герметичность упаковок, содержащих пиротехнические и взрывчатые вещества, биологические объекты, лекарства, гигроскопичные порошки [34]. Гелиевая проба на течь различных контейнеров оказывается в пределах стандартных масс-спектрометрических испытаний ( $5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/сек); более того, различные контейнеры выдерживают без разгерметизации внутреннее давление до 8 атм [34].

Следует остановиться на показателе релаксации напряжений в сварном соединении. Этот показатель служит характеристикой пригодности соединений для работы в различного рода приборах, где приваренные детали работают в условиях постоянной статической нагрузки и не должны терять со временем своих упругих свойств (например, блоки струнных контактных пружин электромагнитных реле и т. д.).

На рис. 69 приведены сравнительные кривые релаксации напряжений подвижных контактных пружин реле (проволока из сплава БрКМц 3-1, диаметром 0,6 мм,  $\sigma_{\max}=38$  кГ/мм<sup>2</sup>), иллюстрирующие длительное сохранение упругих свойств при ультразвуковой сварке [21]. Релаксационные характеристики пружин, как это видно из рис. 69, значительно меняются в зависимости от режимов сварки (величин  $\xi_0$ ,  $N$ ) [21]. Нелишне вновь подчеркнуть, что параметры режима сварки ( $\xi_0$ ,  $N$ ,  $\tau$ ) влияют и на другие свойства соединений (например, пластичность). Хотя, как было указано ранее (см. § 6 гл. 3), можно проводить сварку при режиме  $\xi_0 \approx x$ , обеспечивающем более высокие прочности и пластичность соединений, и при режиме  $\xi_0 > x$ , обеспечивающем меньшие прочность и пластичность и дающем большие остаточные напряжения, однако иногда пригоден только режим  $\xi_0 \approx x$  [52], а в других случаях только режим  $\xi_0 > x$  (приваривание металла к стеклу, керамике). Режим сварки  $\xi_0 = x$  характеризуется заметным развитием диффузии (см. гл. 2). Может показаться, что такой режим непригоден при сварке разнородных металлов, образующих хрупкие интерметаллические соединения. Однако, как показывает опыт, толщины интерметаллических слоев, образующихся при ультразвуковой сварке, меньше предельных толщин, которые могут приводить к хрупкому разрушению соединений [60].

### § 3. Примеры промышленного применения ультразвуковой сварки

Примеры, приведенные в этом параграфе, сгруппированы преимущественно по отраслям промышленности и иллюстрируют разнообразные возможности ультразвуковой сварки.

За последнее время этот вид сварки все шире применяется для приваривания проволочных (диаметр от 10 *мк*) и ленточных (толщина 70—100 *мк*) выводов из золота, алюминия и других металлов [61] в самых различных полупроводниковых приборах, начиная от интегральных схем и кончая диодами и триодами. Вызвано это тем, что энергия, идущая на сварку, легко дозируется, а влияние процесса сварки на свойства свариваемых материалов незначительно: свойства *p—n*-перехода не изменяются даже при толщине *p*-слоя 0,5 *мк*, так как при сварке в зоне соединения не возникает значительных напряжений или дислокаций [50, 61], соединения имеют малое омическое сопротивление, высокую прочность и стойкость к вибрациям (выдерживают ускорения до  $2 \cdot 10^4 g$ ) [62]. Кроме того, процент брака при ультразвуковой сварке ниже, чем при термокомпрессионной, и составляет 10% [61], причем обеспечивается более высокая производительность. Ультразвуковое оборудование проще и дешевле, чем, скажем, оборудование для сварки электронным лучом. Все эти преимущества обусловили широкую разработку и выпуск отечественных и зарубежных специализированных машин малой мощности (не свыше 50 *вт*) для микросварки. На рис. 70, *а* показана такая машина, разработанная в Акустическом институте<sup>1</sup>. Выпускаются также полуавтоматические установки для приварки проводников в интегральных схемах, гибридных схемах, транзисторах (например, установка «Unitek» [64]). На рис. 71 показан участок микросхемы, выполненной из кремния с приваренными к алюминиевым контактными площадкам золотыми выводами, а на рис. 70, *б* — установка УЗСКН-1, на которой производилась сварка<sup>2</sup>. Рис. 72 иллюстрирует различные стадии изготовления кремниевого фотодиода с золотыми выводами диаметром 50 *мк*: справа последовательно — вывод приварен к кристаллу, к ножке, готовый прибор [13].

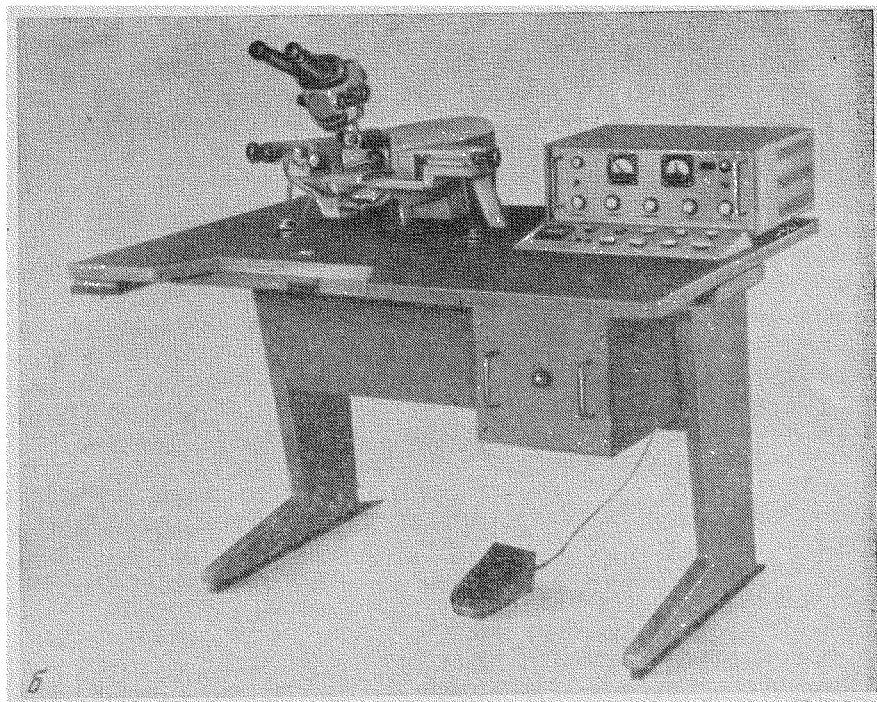
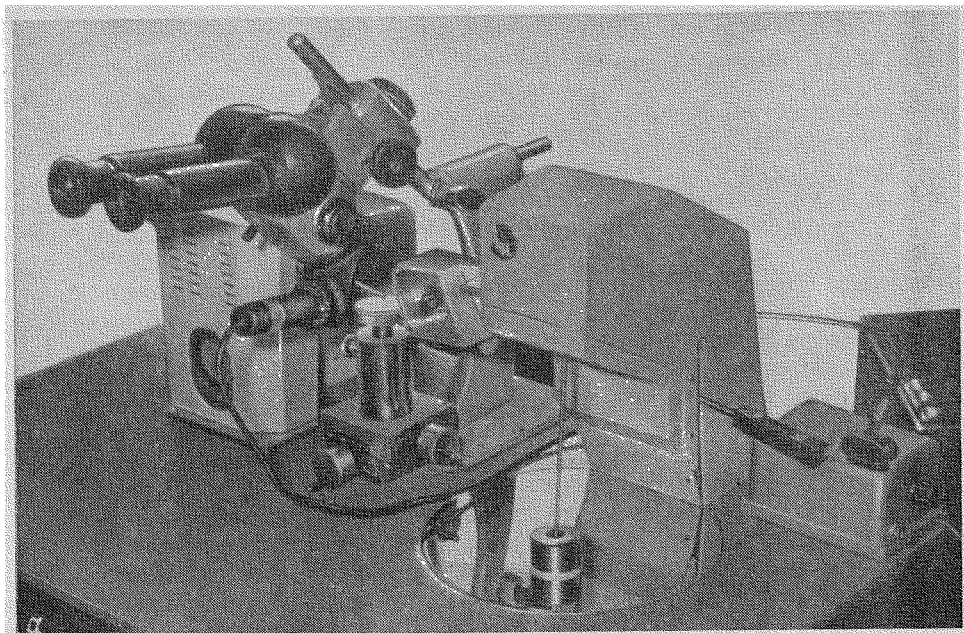
Возможно приваривать выводы и к напыленным на стекло, ситалл и другие материалы слоям из Au, Al, Cu, Ni—Cr—Ni и т. д. [27, 50]. Хорошее качество таких соединений достигается только при высокой величине адгезии пленки к подложке; пленка в месте сварки не нарушается [27, 50]. На рис. 73 показаны примеры пленочных схем с проводниками из алюминиевой фольги [63].

Применение ультразвуковой сварки в полупроводниковой технике не ограничивается привариванием выводов. Сварочные установки, работающие на крутильных колебаниях, позволяют изготавливать капсюли полупроводниковых диодов и триодов без загрязнений, сопутствующих обычно электросварке [34]. В этом случае колпачок из золоченого кобальта приваривают к медному основанию, на котором смонтирован кристалл, не прибегая к обычно применяемому при электросварке промежуточному стальному кольцу, и за меньшее, чем при электросварке, время ( $\tau \approx 1 \text{ сек}$ ). Отбраковки изделий из-за загрязнений, выплесков и насыщения пространства под колпачком газом, сопутствующего электросварке, не бывает [14].

Помимо перечисленных применений, следует указать использование ультразвуковой сварки в электровакуумной промышленности [53, 65]. Некоторые детали вакуумных конденсаторов (пакет алюминиевых цилиндров), которые склеиваются при сборке за 1,5 *час*, с помощью ультразвука можно сварить за 3—5 *мин* (сюда входит время на вспомогательные

<sup>1</sup> Разработка Л. И. Ганевой и И. П. Голяминой.

<sup>2</sup> Установка УЗСКН-1 [132] позволяет сваривать не только (с помощью ультразвука, но и в сочетании с косвенным импульсным нагревом по способу, предложенному в работе [105]). Сварные соединения, показанные на рис. 71, получены в режиме без косвенного нагрева. Установка УЗСКН-1 была представлена на выставке в Монреале ЭКСПО-67, Советской промышленной выставке в Лондоне в августе 1968 г. и на Весенней Лейпцигской ярмарке 1968 г., на которой она была удостоена золотой медали.



**Рис. 70.** Ультразвуковые машины для микросварки



Рис. 71. Участок микросхемы с золотыми выводами;  $\times 150$

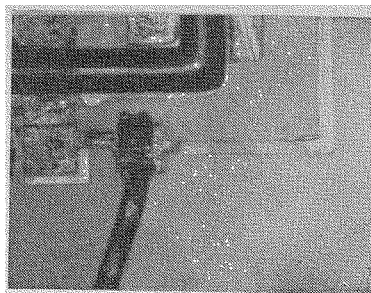
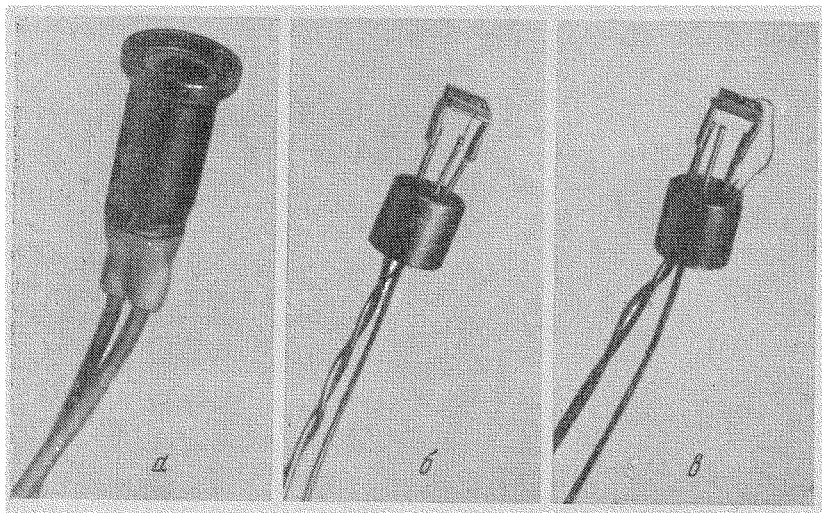


Рис. 72. Различные стадии изготовления кремниевого фото диода



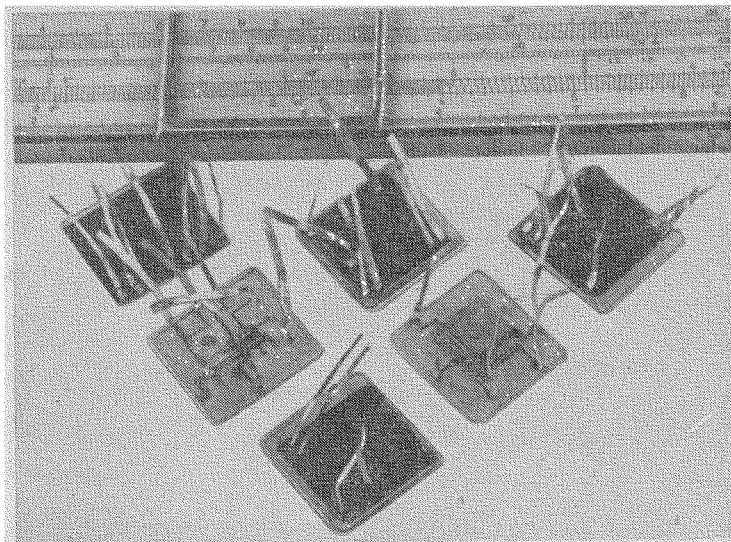
операции). В результате, значительно снижается себестоимость продукции и увеличивается производительность [53].

Ультразвуком сваривается ряд изделий электротехнической промышленности (различные соединения проводов даже через изоляцию, сварка проводов термопар и приварка термопар к монтажным пластинам). Например, свариваются термопары железо—константан с Al, Cu, Ti, сталью; термопары медь—константан с Al, Cu, сталью [59]. Ультразвуковая сварка блоков струнных пружин электромагнитных реле обеспечивает лучшее качество соединений и более высокую производительность, чем пайка [24].

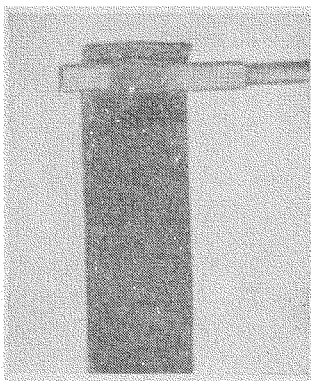
Большую группу соединений, выполняемых с помощью ультразвуковой сварки, составляют различные электрические выводы к изделиям из фольг, например, к анодированной алюминиевой фольге в производстве электролитических конденсаторов [26].

На рис. 74 показан вывод, приваренный к конденсаторной ленте [23]. Еще пример — приваривание латунных выводов ( $\delta=0,3$  мм) к показанной на рис. 75 катушке ленточного трансформатора, намотанной из анодированной алюминиевой ленты ( $\delta=0,08$  мм). На рис. 76 показана специализированная сварочная машина НГ-2<sup>1</sup>, встраиваемая в полуавтоматическую линию, изготавливающую такие катушки; а на рис. 77 — рабочий момент сварки. Из фольг могут изготавливаться и различные детали электрических соединений. На рис. 78 показана шина из 20 слоев медной фольги ( $\delta=0,1$  мм), соединенных точечной ультразвуковой сваркой за один сварочный цикл. Выводы заземления из медной фольги при-

<sup>1</sup> Создана в Ленинградском институте инженеров водного транспорта М. В. Бруком. В настоящее время на одном из производств работает 51 такая машина [133].



**Рис. 73.** Примеры пленочных схем, выполненных на стекле



**Рис. 74.** Вывод электролитического конденсатора, приваренный к ленте

вариваются к гофрированной оболочке кабеля и к шасси радиотехнических устройств, выполненных из материала АМЦ-АМ [63]. К группе электрических выводов относятся и соединения никелевых сеток щелочных аккумуляторов с никелевыми выводами [63]. Контактная электросварка здесь неприменима из-за загрязнения места сварки микровключениями материала электродов (медь, серебро).

Ультразвуковая сварка применяется также для выполнения соединений медных деталей обмоток электрических машин [63, 64]. На рис. 79 показан пример такого соединения — сварка «петушка» с коллекторной ламелью. Соединения, показанные на рис. 78 и 79, выполнены на сварочной машине типа МТУ-4 [29, 63, 67].

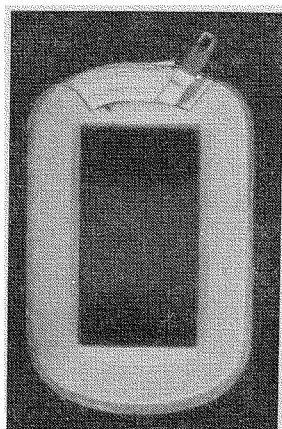
Обширную область применений ультразвуковой сварки представляет соединение фольг (преимущественно алюминиевых) как в производстве фольг (соединение рулонов, ширина до 180 см), так и в изготовлении различных упаковок [34]. Такие упаковки шпиваются шовной сваркой (прямые швы) и кольцевой сваркой. При кольцевой сварке швы могут быть прямоугольной, овальной и другой формы. Ею пользуются для упаковки гигроскопичных и биологических материалов, лекарств, пиротехнических и взрывчатых веществ и т. д. [34]. Следует указать, что сварка взрывоопасных материалов, благодаря слабому нагреву соединения во время сварки, совершенно безопасна. Испытания таких упаковок

в воде в течение длительного времени показали полную герметичность соединений [34].

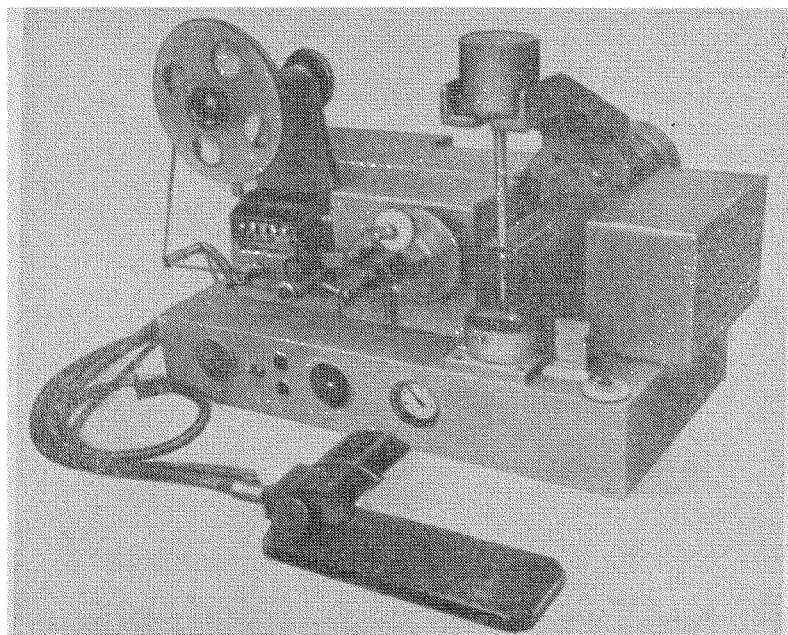
Однако сварка фольг не ограничивается только упаковками. Представляет интерес технологический монтаж (приваривание) фольг высокотемпературных приюев ручными сварочными пистолетами. С помощью ультразвуковой сварки из алюминиевой фольги изготавливают различные решетки для заполнения конструкций (см., например, рис. 80), защитные кожухи нагревательных устройств диаметром до 1 м и длиной до 2 м ( $\delta=0,075$  мм), а также емкости, рассчитанные на работу под давлением. На рис. 81 показан сосуд из алюминиевого сплава ( $\delta=0,025$  мм), на котором шов по образующей выполнен с помощью распределенной продольной системы (см. § 4 гл. 3) [34]. Примером кольцевой сварки фольги является показанное на рис. 82 «окно» счетчика космической радиации диаметром 18 мм, выполненное из бериллия ( $\delta=0,025$  мм).

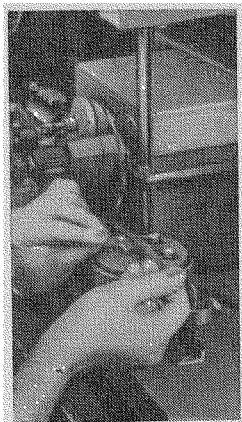
«Космические» применения ультразвуковой сварки, по-видимому, одна из наиболее перспективных ее областей; объясняется это использованием

**Рис. 75.** Катушка ленточного трансформатора с латунным выводом



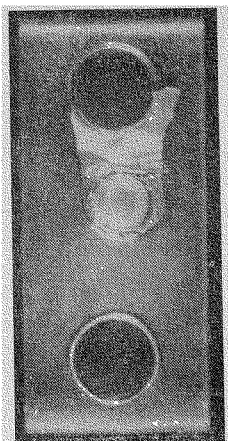
**Рис. 76.** Сварочная машина для приварки выводов к катушкам (см. рис. 75)





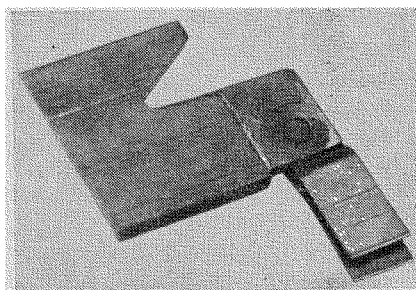
77

Рис. 77. Рабочий момент сварки на сварочной машине



78

Рис. 78. Шина, выполненная из медной фольги



79

Рис. 79. «Петушок», приваренный к коллекторной ламели электрической машины

в космической технике специальных материалов и сочетаний материалов, для которых традиционные виды сварки иногда оказываются непригодными. Например, конструкции атомного реактора для спутников по проекту SNAP-1A, где надо было сварить алюминиевый сплав с нержавеющей сталью ( $\delta=0,75+0,75$  мм), удалось изготовить только с помощью ультразвуковой сварки (шов из перекрывающихся точек) [34, 66]. Этот пример относится уже к области сварных конструкций, несущих определенную нагрузку. Другой пример конструкции, выполняемой ультразвуковой сваркой, — топливный элемент атомного реактора. Восемь держателей такого элемента присоединяются ультразвуковой сваркой. Здесь следует вспомнить данные по свариваемым материалам и их толщинам (см. § 2 гл. 3), из которых следует, что свариваемые толщины некоторых специальных сталей, ТД-никеля и других материалов таковы, что очевидна возможность изготовления конструкций из этих материалов. Что же касается алюминиевых сплавов, то их свариваемые толщины достигают 6 мм [34]; это открывает определенные перспективы для ультразвуковой сварки алюминиевых конструкций. Положительные результаты получены, например, при сварке шпангоутов из алюминиевых сплавов для катеров на подводных крыльях [53].

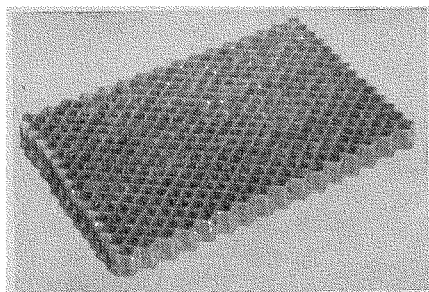


Рис. 80. Решетка из алюминиевого сплава [34]

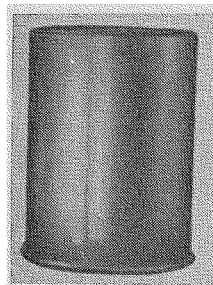


Рис. 81. Сосуд из алюминиевого сплава [34]

Мы ограничимся приведенными примерами, ибо и они иллюстрируют достаточно ярко возможности ультразвуковой сварки в полупроводниковой, вакуумной, электротехнической, атомной и других отраслях промышленности. Характерно, что ультразвук позволяет решить ряд специфических задач, причем он дополняет традиционные виды сварки либо когда они не обеспечивают свариваемость, либо когда ультразвуковая сварка оказывается более простой и экономичной.

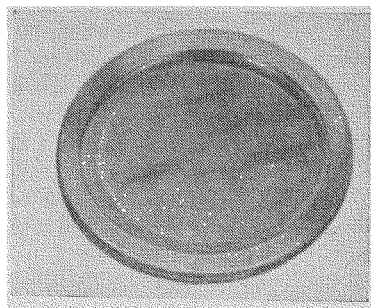


Рис. 82. Мембрана счетчика космической радиации [34]

#### § 4. Перспективы развития ультразвуковой сварки

О перспективах ультразвуковой сварки мы говорили понемногу во всех главах. Здесь мы попытаемся резюмировать все сказанное и рассмотрим два аспекта этого вопроса: усовершенствования самого способа сварки и перспективы расширения его применений в различных отраслях промышленности.

Технологический арсенал ультразвуковой сварки достаточно обширен и, хотя появление новых объектов сварки потребует, естественно, дальнейшего развития технологии, ее основы, отражающие специфику этого вида сварки, видимо, не изменятся (см. гл. 3). Что касается сварочного оборудования, то направления его усовершенствования могут быть следующими. Прежде всего, по нашему мнению, точечные машины, использующие продольно-поперечную колебательную систему, будут вытеснены машинами с крутильной колебательной системой, так как получаемые с их помощью соединения должны обеспечивать меньшую концентрацию напряжений в конструкции. Кроме того, крутильная колебательная система, обладающая тем же достоинством, что и продольно-поперечная система (осевое приложение давления), существенно проще по конструкции и расчету.

В связи с увеличением свариваемых толщин, а следовательно, площадей сварных соединений, возникает потребность в более мощных машинах с большими площадями выходных сечений сварочных колебательных систем. Отсюда — необходимость понижения рабочих частот сварки приблизительно вдвое по сравнению с используемыми — с 18—20 до 9—10 кгц<sup>1</sup>. Решая вопрос о понижении частоты, важно учитывать шум, производимый сварочным оборудованием и безопасность обслуживающего персонала. Возможно, что выходом из положения явится создание автоматизированных сварочных установок, изолированных от оператора.

Для традиционных видов сварки имеются такие средства, как программированное управление процессом с автоматизированными сложными циклами изменения давления, тока и т. д., тогда как ультразвуковая сварка только начинает обзаводиться подобными средствами. В настоящее время они исчерпываются автоматическим повторением заданного сварочного режима, что немаловажно для использования этого вида сварки в автоматических и полуавтоматических операциях и производственных линиях (сварка компонентов микроэлектроники, электротехнических изделий, фольг, держателей к топливным элементам реакторов, упомянутых в предыдущем параграфе, и т. д.). Следует подчеркнуть, что эта автоматизация пока не учитывает принципиальной особенности ультра-

<sup>1</sup> Такие частоты удобны еще и тем, что позволяют использовать машинные генераторы для питания сварочных установок.

звуковой сварки — возможность автоматизированного управления процессом сварки во время каждого сварочного цикла с использованием параметров, отражающих течение этого процесса (см. § 5 гл. 3). Такого рода управление, рассчитанное на получение высококачественных соединений, представляется весьма перспективным.

Определенные возможности расширения промышленных применений ультразвуковой сварки кроются в упрощении конструкции и повышении надежности не только сварочных машин, но и генераторов для их питания. Здесь возможны два решения: упрощение используемых ламповых и полупроводниковых генераторов (в частности, переход к импульсным генераторам) и применение машинных генераторов.

Развитие указанных направлений должно привести к повышению надежности оборудования и качества получаемых соединений. Более широкое применение ультразвуковой сварки при изготовлении конструкций, несущих определенную нагрузку, может быть обеспечено созданием мощных и прежде всего крутильных сварочных машин (работающих на пониженных частотах) с автоматизированным управлением процессом сварки (типа поиска оптимального режима за каждый сварочный цикл).

Что касается применений ультразвуковой сварки, то здесь перспективы не ограничиваются ее использованием только в случае невозможности применить другие виды сварки. Не менее важна замена других видов сварки и в тех случаях, когда ультразвуковая сварка обеспечивает лучшее качество соединений и большую производительность при сравнительно простоте оборудования, технологии и малых затратах энергии.

В области микроэлектроники и полупроводниковой техники применение ультразвуковой сварки расширяется и увеличивается выпуск специализированного оборудования. Такая тенденция, по-видимому, сохранится и в будущем. Применение ультразвуковой сварки в электровакуумной и электротехнической промышленности будет, видимо, расширяться за счет создания сварочных машин, специализированных для изготовления однотипных изделий, выпускаемых большими тиражами (электростатические конденсаторы, медные вводы, заземления алюминиевых шасси электронных приборов, обмотки электрических машин и т. д.).

Несомненно, большое будущее ждет ультразвуковую сварку в ракетной, космической и ядерной технике, где используются материалы со специальными свойствами и необычные сочетания материалов. Развитие сварки конструкций в этих и других областях зависит от успешного создания мощных ультразвуковых сварочных машин. Те сварочные машины средней мощности (порядка 4 кВт), которые имеются сейчас, не пригодны для сварки ряда материалов ограниченной толщины, используемых в космической технике [109]. Определенным признаком достоинств и перспективности ультразвуковой сварки является то обстоятельство, что она возглавляет перечень сварочных процессов, пригодных для соединения деталей из дисперсионно-твердеющих сплавов типа ТД-никель, САП и др., используемых в космических объектах [109].

Как показано в гл. 2, при ультразвуковой сварке ускоряются диффузионные процессы. Наложение ультразвука интенсифицирует диффузионную сварку, осуществляемую в глубоком вакууме [2].

Все это позволяет надеяться, что ультразвуковая сварка, возможно, в сочетании с другими видами сварки, может быть использована при сборочных и ремонтных работах в космическом пространстве. Такое применение потребует разработки принципиально новой технологии и оборудования. Возможно, что сварка будет производиться через специальные покрытия, нанесенные предварительно на соединяемые детали. Обычное оборудование для ультразвуковой сварки, естественно, непригодно для таких работ. Можно полагать, что подходящим окажется оборудование распределенного типа, с автономными системами, обеспечивающими сжа-

тие свариваемых деталей и возбуждение колебаний в них. Необходимость легкой подвижности такого оборудования и минимального его веса может обусловить переход к простейшим импульсным ультразвуковым питающим генераторам.

В заключение позволяюсь возможностью поблагодарить С. К. Гинзбурга за полезное обсуждение гл. 2, а также Л. И. Витальева, Л. И. Ганеву, И. П. Голямину, М. В. Брука, Ю. В. Холопова и других товарищей, предоставивших в мое распоряжение ряд оригинальных иллюстративных материалов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Отчет НИТИ, 1964.
2. Н. Ф. Козаков. Способ диффузионной сварки с наложением ультразвука. Авт. свид. № 156403 от 29.III 1961 г.
3. Pulsed Welding (The Development of a New Joining Technique). — *Welding and Metal Fabrication*, June, 235, 1962.
4. Siemens, A. G. Halske, нем. пат. от мая—августа 1938 г.; «Procédé et dispositif pour la production de revêtements métallique», франц. пат. N 855258, от 1939 г.
5. Siemens, A. G. Halske, немец. пат. от 08 1948 г.; «Dispositif pour la production d'oscillations mécanique a moyen de magnétostriction», франц. пат. N 858334, от 1934 г.
6. H. O. Willrich. Application of Ultrasonic Waves. — *Welding J.*, 18, 61, 1950.
7. J. B. Jones, W. C. Elmore, C. F. De Prisco. Method and Apparatus Employing Vibratory Energy for Bonding metals (Aeroprojects Inc.). Пат. США, кл. 29—470, № 2946119, от 23 апреля 1956 г.
8. J. B. Jones *et al.* Seam Vibratory Welding, Apparatus and Method. Пат. США, № 2946120, от 6 июля 1960 г.
9. J. B. Jones, J. J. Powers. Ultrasonic Welding. — *Welding J.*, 36, 761, 1956.
10. Ю. Г. Китайгородский, М. Г. Коган, В. А. Кузнецов, Н. К. Рыкалин, Л. Л. Силин. Соединение металлов в твердом состоянии под воздействием ультразвуковых колебаний. — *Изв. АН СССР, ОТН*, № 8, 88, 1958.
11. Н. А. Ольшанский, А. В. Мордвинцева, М. Н. Крумбольдт. Использование ультразвука для шовной и точечной сварки. — *Автоматическая сварка*, 10, 75, 1958.
12. Л. Л. Силин, Г. Ф. Баландин, М. Г. Коган. Ультразвуковая сварка. Машгиз, 1962.
13. А. И. Витальев, И. С. Потапов и др. Применение ультразвуковой сварки для присоединения контактного электрода в производстве кремниевых фотодиодов. — *Ультразвуковая техника*, вып. 3, 46, 1966.
14. P. G. Luckhardt. Advances in Encapsulation by Ultrasonic Ring Welding. — *Semicond. Prod. and Solid State Technol.*, 24, 1965.
15. И. Л. Глизибург, К. К. Ткачук, Г. В. Сысолин. Некоторые примеры технологического применения ультразвуковой сварки металлов. — *Труды НИТИ*, 8, 92, 1964.
16. С. К. Гинзбург, М. П. Зайцев, Ю. В. Холопов. Ультразвуковая точечная сварка электротехнической меди. Л., 1966.
17. И. И. Краснов, А. В. Кутузов, Г. В. Сысолин, В. М. Хекалов. Новое оборудование для ультразвуковой сварки. Труды III ежегодной конференции НТО Машпром, вып. 4. М., 1962, стр. 98.
18. A. Kuris *et al.* Ultrasonic Welding (Cavitron Ultrasonic) Пат. США, кл. 78—82, № 2051027, от 16 ноября 1959 г.
19. J. B. Jones *et al.* Phenomenological Considerations in Ultrasonic Welding. — *Welding Research (Suppl. to Weld. J.)*, 289, July, 1961.
20. G. Fischer. Machines à souder par ultrason. — *Mécanique et électricité*, 29, jan., 1962.
21. М. В. Брук, Н. Я. Синцова. Ультразвуковая сварка при изготовлении контактных групп коммутационных механизмов. Сб. трудов НИИТС, № 15, Л., 1965.
22. Е. К. Тихомирова, В. Ф. Бунтс. Устройство для ультразвуковой сварки. Автор. свид. кл. 49h от 17.VIII 1962 г.
23. G. Fischer. Soudage par ultrasons. — *Technique moderne*, 373—380, Août, 1962.
24. М. В. Брук. Режимы ультразвуковой сварки и прочность сварных соединений. — В сб. «Сообщения и доклады XVI итоговой сессии по обмену опытом производственных и научных работ в области сварки, выполненных в 1964 г.». Л., 1965, стр. 196.



25. R. Legend. Machine pour la soudure par ultra-sons. (Holding Electrosonics Soc. An.). Швейц. пат., кл. 49h, 35/02, № 371330, от 16 сентября 1961 г.
26. Ю. П. Михайлов, О. М. Гольдберг. Применение ультразвуковой сварки в производстве алюминиевых электролитических конденсаторов. — В сб. «Сообщения и доклады XVI итоговой сессии. . .» Л., 1965, стр. 203.
27. И. А. Гринберг, В. Г. Кононова. Ультразвуковая приварка проводников к напыленным пленкам. Тезисы докладов на Всесоюзной научно-технической конференции в г. Риге, М., 1966, стр. 69.
28. А. М. Мицкевич, Ю. В. Холопов. Влияние внешнего трения на прочность ультразвуковых сварных соединений. — Ультразвуковая техника, вып. 5, 22, 1964.
29. М. Л. Зайцев, Ю. В. Холопов. Оборудование ВНИИЭСО для ультразвуковой сварки металлов. — В сб. «Сообщения и доклады XVI итоговой сессии. . .» Л., 1965, стр. 201.
30. В. А. Кузнецов, Л. Л. Силин. Активный контроль качества соединений при ультразвуковой сварке. — Сварочное производство, № 10, 6, 1966.
31. А. В. Кулемин, А. М. Мицкевич. Исследование тепловых процессов при ультразвуковой сварке металлов. — Ультразвуковая техника, вып. 4, 31, 1966.
32. W. Welkowitz. Ultrasonic Welder Design Considerations. — Electron. Ind., May, 107, 1960.
33. H. Herz. Z. f. reine und angew. Math., 92, 156, 1888.
34. Welding Handbook, sec. 3, 4 ed. 49. 36. N. Y. Amer. Weld. Soc., 1964.
35. Б. Д. Жуковский. О контактном сопротивлении деталей при сварке. — Сварочное производство, № 7, 23, 1958.
36. K. L. Johnston. Surface Interaction Between Elastically Loaded Bodies under Tangential Forces. — Proc. Roy. Soc. A, 230, N 1483, 531, 1955.
37. N. E. Weare, J. N. Antonevich, R. E. Monroe. Fundamental Studies of Ultrasonic Welding. — Welding Research (Suppl. to Weld. J.), 331, August, 1960.
38. D. Walton. Mechanism of Friction. J. Appl. Phys., 33, N 2, 1962.
39. J. Kozlarsky. Ultrasonic Welding. — Weld. J., 349, April, 1961.
40. А. М. Мицкевич, Ю. В. Холопов. Способ ультразвуковой сварки. Авт. свид. № 198111, кл. 49h, 35/02 от 6.IV 1966 г.
41. В. Байер. Образование соединения при сварке ультразвуковыми колебаниями. Канд. дисс. (МАТИ). М., 1964.
42. Б. В. Савченко. Механические свойства соединений. . . — Труды III ежегодной конференции НТО Машпром, вып. 4. М., 1962, стр. 11.
43. А. М. Мицкевич. Отчет АКИН. АН СССР, 1964.
44. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1957.
45. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. Изд. 3. Изд-во «Наука», 1965.
46. С. К. Гинзбург, Г. Д. Ткачевская. Отчет ВНИИЭСО (этап I). Л., 1964.
47. Б. В. Савченко. Исследование возможности применения точечной ультразвуковой сварки. . . Канд. дисс. (ВВА им. Н. Е. Жуковского). М., 1962.
48. Б. В. Золотарев, Ю. Д. Волков, В. И. Дамаскин. Точечная сварка металлов ультразвуком. — Сварочное производство, № 9, 37, 1962.
49. А. А. Чекалев. Прочность многоточечных ультразвуковых соединений. — В сб. «Применение ультразвука в технологических процессах», вып. 18—63—186/I. М., Изд. ГОСИНТИ, 1963, стр. 12.
50. H. P. L. Daniels. Ultrasonic Welding. — Ultrasonics, Oct. — Dec., 1965.
51. А. М. Мицкевич. Способ ультразвуковой сварки. Автор. свид. 49h от 25.VI 1970 г.
52. Procédé de soudage par ultra-sons (Fabrique Tissot et fils) Швейц. пат. кл. 49h, 35/02, № 380496 от 7 февраля 1961 г.
53. М. В. Брук. Ультразвуковая сварка алюминиевых сплавов, применяемых в судостроении. Автореф. канд. дисс. (ЛИВТ). Л., 1965.
54. С. К. Гинзбург и др. Усталостная прочность точечных соединений меди, выполненных ультразвуковой сваркой. — Автоматическая сварка, № 4, 78, 1967.
55. E. Nippes, J. B. Jones. New Techniques for Metals Joining in the Space Age. IV. By Ultrasonics. — J. Metals, 16, N 3, 244, 1964.
56. М. П. Зайцев, Ю. В. Холопов, А. С. Смирнов. Некоторые особенности оборудования для ультразвуковой сварки. Доклад на семинаре «Новое электросварочное оборудование». М., 1965.
57. В. А. Кузнецов. Повышение качества ультразвуковой сварки. Автореф. канд. дисс. (ИМЕТ). М., 1967.
58. С. К. Гинзбург, А. М. Мицкевич, Ю. Г. Носов. К вопросу образования соединений при ультразвуковой сварке металлов. — Сварочное производство, № 5, 45, 1967.



59. R. S. Ames, J. B. Jones, F. R. Meyer. Ultrasonic Metal Joining and Machining. *Weld. J.*, 37, 813, 1958.
60. С. К. Слиозберг, С. К. Гинзбург, М. П. Соколов. Влияние нагрева на свойства сварных соединений медь—алюминий. — Автоматическая сварка, № 9, (102), 20, 1961.
61. L. Pohlmann, W. Lehfeldt. Das Ultraschallschweißen in der Fertigung microelectronischer Bauelemente. — *Radio und Fernsehen*, N 16, 494, 499, 1966.
62. J. M. Peterson *et al.* Ultrasonic Welding in Electronics Production. — *Electronics*, 35, N 23, 62, 1962.
63. Ю. В. Холопов. Технология ультразвуковой сварки. Л., 1965.
64. Unitek-Ultrasonic Wires Bonder. — *Semicond. Prod. and Solid State Techn.*, N 91844, 8, January, 1967.
65. Ultrasonic Welding Process and Equipment for Construction of Electron-Tube Mounts. Техн. отчет Aeroprojects Inc., 1964.
66. М. Н. Крумбольдт. Ультразвуковая сварка проводников с ламелями коллекторов электродвигателей. — Сварочное производство, № 1, 29, 1965.
67. Ю. В. Холопов. Машина для точечной ультразвуковой сварки. Авт. свид. кл. 49 h от 17.V 1964 г.
68. J. Kozlarski, P. Dick. Ultrasonic Welding Joints Stainless to Aluminium in Nuclear Power Plant. — *Mater. Design Engng*, 53, 146, May, 1961.
69. E. S. Macklin, W. R. Jankee. *J. Appl. Phys.*, 25 (5), 576, 1954 (см. пер.: Е. С. Махлин, В. Р. Янки. Трение чистых металлов и окислов (включая титан). — Сборник переводов «Машиностроение», № 6, 1955).
70. М. В. Брук. Ультразвуковая сварка алюминиевых сплавов, применяемых в судостроении. Канд. дисс. (ЛИВТ). Л., 1965.
71. А. М. Мицкевич. Крутильные колебательные системы. — В кн.: «Источники мощного ультразвука». Изд-во «Наука», 1967, стр. 287.
72. М. В. Брук. Расчет стержней продольно-поперечной колебательной системы для ультразвуковой сварки. — Ультразвуковая техника, вып. 3, 28, 1966.
73. Ю. В. Холопов. Метод определения оптимального контактного давления. — В сб. «Сварка в приборостроении и радиоэлектронике». Л., 1967.
74. М. Д. Герцрикен, Н. Н. Новиков. Исследования по жаропрочным сплавам, т. VI. Изд-во АН СССР, 1960.
75. Л. Д. Розенберг и др. Ультразвуковое резание. Изд-во АН СССР. М., 1962.
76. W. C. Elmore. *Vibratory Devices and Supports Therefor*. (Aeroprojects Inc. Англ. пат. кл. 40 (4), 40 (8), 83 (3), 83 (4), № 877966 от 20.IX 1961 г.
77. Л. Г. Меркулов. Расчет ультразвуковых концентраторов. — *Акуст. ж.*, 3, вып. 3, 230, 1957.
78. E. Eisner. *Compleat Solution of the Webster Horn Equation*. — *JASA*, 41, N 4 (2), 1126, 1967.
79. R. W. Pyle. *Solid Torsional Horns*. — *JASA*, 41, N 4 (2), 1147, 1967.
80. E. A. Nerrigas. *Proc. Conf. on Ultrasonic Applicat.*, v. 1. Bratislava, 1962.
81. R. D. Mindlin. *Compliance of Elastic Bodies in Contact*. — *J. Appl. Mech.*, 16, N 3, 259, 1949.
82. R. D. Mindlin *et al.* *Proc. First Nat. Cong. on Appl. Mech.*, 1952, p. 203.
83. А. В. Верховский. О явлении предварительного смещения. — *Журн. прикл. физики*, 3—4, 311, 1926.
84. I. S. Rankin. *Phil. Mag.*, 2, 806, 1926.
85. С. Э. Хайкин, Л. П. Лисовский, А. Е. Соломонович. О силах сухого трения. — *ДАН СССР*, 24, № 2, 134, 1939.
86. И. В. Крагельский, Н. М. Михин. О природе контактного предварительного смещения твердых тел. — *ДАН СССР*, 153, № 1, 78, 1963.
87. Н. Б. Демкин. Контактное шероховатых поверхностей. Изд-во АН СССР, 1961.
88. А. М. Мицкевич, С. К. Гинзбург, Ю. В. Холопов. О механизме процесса ультразвуковой сварки металлов. — *Ультразвуковая техника*, вып. 2, 7, 1966.
89. А. М. Мицкевич, С. К. Гинзбург, Ю. В. Холопов. Способ ультразвуковой сварки металлов. Авт. свид. кл. 49h, 35/02, № 190184 от 3.VIII 1965 г.
90. Дж. В. Стретт (Лорд Рэлей). *Теория звука*, т. II. ГТТИ, 1956.
91. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория упругости*. Изд-во «Наука», 1965.
92. В. И. Фомин. Отчет АКИН АН СССР. М., 1966.
93. Дж. В. Стретт (Лорд Рэлей). *Теория звука*, т. I, ГТТИ, 1966, стр. 271.
94. Л. И. Ганева. Отчет АКИН АН СССР. М., 1966.
95. Н. А. Ольшанский, М. Н. Крумбольдт. Точечная ультразвуковая сварка алюминиевых сплавов. — В сб. «Сварка цветных сплавов...». М., 1961, стр. 49.
96. М. Н. Крумбольдт. Прочность точечных соединений при ультразвуковой сварке металлов. Сборник ЦБТИ НИИ электропромышленности, № 305, М., 1959, стр. 54.

97. Мортон К. Смит. Основы физики металлов. М., Metallurgizdat, 1962.
98. Н. А. Ольшанский. Ультразвуковая сварка металлов. Сборник ЦБТИ НИИ электропромышленности, № 305, М., 1959, стр. 8.
99. Б. В. Савченко. Влияние способов подготовки поверхности на качество ультразвуковой сварки. — Сварочное производство, № 3, 7, 1962.
100. E. A. Nerrigas. Ultrasonic Welding of Metals. — Ultrasonics, July—September, 128, 1965.
101. K. Umeda, Y. Nakana. Solid Solubility Effects of Metallic Surface Friction. — Phys. Rev., Ser. 2., 75, N 10, 1949.
102. А. П. Семенов. Схватывание металлов. М., Машгиз, 1958.
103. Minory Okada *et al.* The Joining Mechanism of Ultrasonic Welding. — J. Jap. Inst. Metals, 26, N 9, 585, 1962.
104. Dispositif porte-électrodes de soudage par ultra-sons. (Réalisation ultrasonique). Франц. пат., кл. B23k; H 05 b. № 1330934, от 19 мая 1962.
105. Ю. Л. Красулин, А. П. Кожевников, В. И. Кузьмин. Способ ультразвуковой сварки с нагревом. Авт. свид. кл. 49h, 35/03, № 190763, от 3.VII 1964 г.
106. D. C. Worlton, R. A. Walker. Method and Device for Controlling Ultrasonic Welding Apparatus (US AEC). Пат. США, кл. 29—470, № 3153850, от 18 июля 1962.
107. А. М. Мицкевич, В. И. Фомин. Способ ультразвуковой сварки. Авт. свид. кл. 49h от 25.VI 1970 г.
108. А. М. Мицкевич, В. И. Фомин. Устройство для ультразвуковой сварки. Авт. свид. кл. 49h от 25.VI 1970 г.
109. The Modern Problems of the Research in Welding. — Welding J., 44, N 12, 549, 1965.
110. С. Б. Айнбиндер. Новые способы сварки давлением. Рига, изд. АН ЛатвССР, 1960.
111. С. Б. Айнбиндер, Е. К. Тихомирова. К вопросу о механизме образования соединения при сварке ультразвуком. — Сварочное производство, № 9, 34, 1962.
112. С. К. Гинзбург. Исследование процесса образования соединения при стыковой сварке давлением. Автореф. канд. дисс. Л., 1964.
113. И. В. Крагельский, И. Э. Виноградова. Коэффициенты трения. М., Машгиз, 1962.
114. И. Л. Гуфельд, М. И. Матвеева. О возникновении соединения при ультразвуковой сварке металлов. — ФММ, 17, вып. 4, 619, 1964.
115. Ю. Л. Красулин, М. Х. Шоршоров. Сварка разнородных металлов (материалы к семинару). ЛДНТП, Л., 1965.
116. М. Х. Шоршоров. Физические и химические основы способов соединения разнородных материалов. — «Итоги науки и техники. Сварка». М., 1966, стр. 1.
117. M. Coors, R. Withhead. Thesis Reading, 1953.
118. И. Р. Коняхин, Б. П. Митрофанов. О диссипации энергии в упругом дискретном контакте. — Механика тверд. тела, 1, 120, 1967.
119. Я. С. Уманский, Б. Н. Финкельштейн и др. Физическое металловедение. М., Metallurgizdat, 1955.
120. С. К. Гинзбург, Ю. Г. Носов. Металловедческое исследование соединений, сваренных ультразвуком (этап II). ВНИИЭСО. Л., 1965.
121. А. А. Алов, В. Байер. Некоторые вопросы образования соединения при сварке ультразвуковыми колебаниями. — Автоматическая сварка, № 11, 66, 1963.
122. X. C. Карслоу. Теория теплопроводности. Изд-во «Наука», 1947.
123. D. Bowden, R. Taborg. Friction and Lubrication, v. I. Oxford, 1947.
124. Ю. Ф. Балалаев, С. З. Бокштейн. Ультразвуковой высокотемпературный нагрев. . . — ФММ, 16, вып. 6, 872, 1963.
125. А. М. Мицкевич. Диффузионные явления при ультразвуковой сварке металлов. Доклад на VI Всесоюзной Акустической конференции. М., 1968.
126. Proc. Internat. Conf. on Fatigue Metals. London—N. Y., 1956, p. 361, 401, 527, 531, 551, 915.
127. П. Шьюмон. Диффузия в твердых телах. Металлургия. М., 1966.
128. A. Damsk, G. Diens. Point Defects in Metals. N. Y. — London, 1963 (см. перевод: Дамаск, Дж. Динс. Точечные дефекты в металлах. Изд-во «Мир», 1966).
129. А. Ф. Ильюшин. Теория пластичности. ГТТИ, 1960.
130. Рентгенография в физическом металловедении. М., Metallurgizdat, 1961.
131. С. К. Гинзбург, Ю. Г. Носов. Особенности диффузионных процессов в техническом железе при ультразвуковой сварке. — М и ТОМ, № 4, 59, 1967.
132. А. П. Кожевников и др. Установка для ультразвуковой сварки с импульсным косвенным нагревом элементов микросхем. — Сб. «Обмен опытом в электронной промышленности», № 3 (9), 68, 1968.
133. М. В. Брук. Ультразвуковая сварка анодированного алюминия и латуни при изготовлении трансформаторов. — Сварочное производство, № 10, 10, 1967.

ЧАСТЬ III

**УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОЧИСТКА**

*Б. А. Агранат, В. И. Башкиров,  
Ю. И. Китайгородский*

## Часть III

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	167
Глава 1. Механизм ультразвуковой очистки . . . . .	169
§ 1. Виды загрязнений . . . . .	169
§ 2. Факторы, способствующие удалению поверхностных пленок в звуковом поле . . . . .	171
§ 3. Кавитационные пузырьки, существующие в звуковом поле . . . . .	172
§ 4. Разрушение поверхностных пленок кавитационными пузырьками . . . . .	174
§ 5. Роль акустических течений и радиационного давления . . . . .	179
Глава 2. Эффективность ультразвуковой очистки . . . . .	180
§ 1. О возможности аналитического определения оптимальных технологических режимов ультразвуковой очистки . . . . .	180
§ 2. Зависимость эрозионной активности жидкости от размеров «зародышей» кавитации . . . . .	184
§ 3. Влияние параметров звукового поля на его эрозионную активность . . . . .	185
§ 4. Связь между физическими свойствами жидкости и ее эрозионной активностью . . . . .	188
§ 5. Зависимость эффективности очистки от температуры и газосодержания моющей жидкости . . . . .	194
§ 6. Роль статического давления . . . . .	197
§ 7. Приближенные методы вычисления величин, входящих в критерий эрозионной активности . . . . .	207
§ 8. Ряд эрозионной активности . . . . .	211
Глава 3. Кавитационно-абразивная эрозия . . . . .	212
§ 1. Механизм кавитационно-абразивного разрушения . . . . .	212
§ 2. Выбор оптимальных режимов . . . . .	217
§ 3. Использование кавитационно-абразивной эрозии в технологии очистки . . . . .	219
Глава 4. Колебательные системы и устройства для ультразвуковой очистки . . . . .	220
§ 1. Ультразвуковые колебательные системы . . . . .	220
§ 2. Ультразвуковое поле в рабочем объеме . . . . .	230
§ 3. Факторы, ограничивающие интенсивность ультразвукового поля . . . . .	234
§ 4. Способы очистки . . . . .	238
§ 5. Типовые устройства . . . . .	241
Литература . . . . .	249

## ВВЕДЕНИЕ

Очистка — наиболее изученный и распространенный в ультразвуковой технологии процесс. Основные преимущества ультразвуковой очистки перед всеми известными методами удаления загрязнений таковы: высокое качество очистки, замена ручного труда, исключение пожароопасных токсичных растворителей. Простота процесса и бесспорность его технологического эффекта способствовали быстрому росту производства ультразвукового оборудования для очистки во многих странах (СССР, США, Англия, ФРГ, Япония). Однако создание аппаратуры для ультразвуковой очистки в Советском Союзе и за рубежом велось по принципиально различным направлениям.

В начале 50-х годов многие зарубежные фирмы (Detrex Chemical, Acoustica Associates, Circo Ultrasonic Corporation в США, Lehfeld — в ФРГ, Dawe Instruments, Kerry — в Англии, Realisation Ultrasonic — во Франции, Technochemie — в Швейцарии и др.) начали производить в больших количествах ультразвуковые установки малой мощности (от нескольких десятков ватт до 1 *квт*). Источниками ультразвуковых колебаний в этих установках служили преобразователи из пьезокерамики (кварц и титанат бария) невысокой механической прочности, а следовательно обладающие низкой амплитудой смещения в рабочем режиме и малой удельной мощностью [1, 2]. Механизм очистки в тот период был изучен еще недостаточно. Второстепенным факторам, таким, как высокие ускорения и значительные переменные давления, возникающие на поверхности очищаемых деталей при распространении звуковой волны в жидкости, а также нагревание пленки загрязнений за счет поглощения акустической энергии, отводилась существенная роль в разрушении поверхностных пленок [3, 4].

Неясные представления о механизме процесса не позволили создать оптимальные конструкции установок для очистки.

Ультразвуковая аппаратура работала на повышенных (до одного мегагерца) частотах, имела малую удельную акустическую мощность и обеспечивала удаление лишь легких жировых и механических загрязнений с поверхности мелких деталей [5, 6]. С экономической точки зрения применение такой аппаратуры вполне оправдано, так как ее разработка и создание не требуют больших затрат, а технико-экономический эффект велик [7]. Однако сфера применения маломощной аппаратуры ограничивается очисткой загрязнений, слабо связанных с поверхностью изделий. Попытки применить ультразвуковую очистку для разрушения пленок с высокой адгезией к поверхности (окалина, нагар) и удаления легких загрязнений с крупных изделий сложной конфигурации, имеющих глухие отверстия, пазы, щелевые зазоры, с помощью маломощной аппаратуры успеха не имели.

В Советском Союзе подробные исследования механизма ультразвуковой очистки предшествовали массовому производству технологической аппаратуры. Основные работы в области изучения механизма ультразвуковой очистки [8—10] с помощью высокоскоростной киносъемки

показали решающую роль кавитации в разрушении поверхностных пленок. Для оценки интенсивности ультразвуковой кавитации в этих работах применялся метод эрозионных тестов, позволивший определить, каким образом физические свойства жидкости (поверхностное натяжение, упругость пара, температура и др.), а также частота и интенсивность звукового поля влияют на эффективность разрушения пленки загрязнений, не взаимодействующих химически с моющей жидкостью. Дальнейшим развитием этих исследований явилась разработка метода управления процессом ультразвуковой кавитации путем подбора определенных соотношений звукового и статического давлений, позволяющего повышать интенсивность кавитационного разрушения твердых тел в звуковом поле в десятки и сотни раз без увеличения затрат потребляемой энергии [11].

Исследования закономерностей процесса ультразвуковой кавитации дали возможность сформулировать основные требования к технологической аппаратуре для очистки, обеспечивающие широкую область ее применения. Главным из этих требований является необходимость работы на пониженных частотах (18—44 кГц) и повышенных удельных акустических мощностях (2,5—10 Вт/см<sup>2</sup>). Магнитострикционные преобразователи с развитой излучающей поверхностью [12, 13], разработанные в Советском Союзе в конце 50-х годов, полностью удовлетворяли этим требованиям.

В качестве электрических источников питания в СССР были разработаны ламповые генераторы повышенной мощности и надежности [14—17]. Большое внимание уделялось вопросам согласования системы преобразователь—генератор для максимального использования возможностей ультразвуковой аппаратуры при неизбежном изменении акустического сопротивления нагрузки вследствие повышения температуры, изменения состава моющей жидкости, кавитационного разрушения диафрагм преобразователей и ряда других факторов, характерных для ультразвуковой очистки. Наиболее существенным достижением в этой области является создание колебательных систем с акустической обратной связью [18], обеспечивающих автоматическую подстройку частоты колебательного контура генератора при изменении резонансной частоты источника ультразвуковых колебаний.

Несколько позже (1965—1966 гг.) для ультразвуковой очистки мелких деталей от легких загрязнений были разработаны и начали выпускаться серийно малогабаритные настольные установки, состоящие из полупроводниковых генераторов мощностью до 400 Вт и ванны емкостью до 1,5—2 л. Источниками ультразвуковых колебаний в настольных установках служили не требующие охлаждения пьезокерамические преобразователи из цирконата — титаната свинца с частотопонижающими металлическими накладками.

Серийный выпуск ультразвуковой аппаратуры для очистки в Советском Союзе был начат в 1960 г.

Созданная аппаратура обеспечивала интенсивное кавитационное разрушение поверхностных пленок, что позволило использовать ее для удаления загрязнений, прочно связанных с очищаемой поверхностью [19], и очистки крупногабаритных изделий [20].

Характерно, что в 60-х годах зарубежные фирмы, наряду с пьезокерамическими преобразователями, начали применять магнитострикционные преобразователи, работающие на частоте 20—40 кГц [21, 22] при одновременном увеличении мощности источников питания.

Изучение механизма процесса ультразвуковой очистки позволяет наметить наиболее целесообразные направления в конструировании технологической аппаратуры и создать научно обоснованные рекомендации по выбору моющих сред.

Однако создание физических основ ультразвуковой очистки нельзя считать завершенным. Сейчас уже известно, что главными факторами,

ускоряющими процесс очистки в звуковом поле, являются кавитация и акустические течения, возникающие как в объеме жидкости, так и на границе с твердым телом, но воздействие каждого из этих факторов на процесс очистки изучено далеко не одинаково.

Основные закономерности кавитационного разрушения поверхностных пленок установлены достаточно определенно. Известно, что удаление пленок происходит не только вследствие эрозии под действием микроударных нагрузок, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков, но и в результате действия пульсирующих пузырьков, стабильно существующих в звуковом поле в течение длительного (по отношению к периоду колебаний) времени. Установлена взаимосвязь между интенсивностью кавитационного разрушения твердых тел в звуковом поле и физическими свойствами жидкости, а также параметрами звукового поля. Имеются прямые экспериментальные исследования [23], показывающие, что при воздействии ультразвуковых колебаний уменьшается толщина пограничного слоя вследствие образования в нем вихревых микропотоков, а это приводит к ускорению протекания процессов диффузии и массообмена в пограничном слое и, следовательно, облегчает растворение пленки загрязнений, а также улучшает условия химического взаимодействия загрязнения с моющей жидкостью.

Исследований, связывающих скорость очистки от характерных загрязнений со скоростью и характером микропотоков, не проводилось. Недостаточно изучено также влияние кавитации на формирование акустических течений в объеме жидкости.

В настоящем разделе монографии изложены основные закономерности кавитационного разрушения поверхностных пленок в звуковом поле. Рассмотрена зависимость эффективности ультразвуковой очистки от свойств моющей жидкости, параметров звукового поля и внешнего статического давления. Приведены методы расчета, позволяющие теоретически оценивать эрозионную активность жидкости. Дан анализ роли мелких абразивных частиц в процессе ультразвуковой очистки. Проведен систематический разбор ультразвуковых колебательных систем, применяемых при очистке, определены условия достижения оптимальных эксплуатационно-технических характеристик ультразвуковых преобразователей и излучателей и даны основные принципы их расчета. Рассмотрены особенности распределения звукового поля в кавитирующей жидкости с учетом ряда специфических факторов, характерных для реальных условий работы ультразвуковой аппаратуры при очистке. Дана классификация способов ультразвуковой очистки. В заключение приведены описания типовых устройств и оборудования для ультразвуковой очистки, применяемых и серийно выпускаемых в СССР, а также намечены пути дальнейших исследований в области ультразвуковой очистки.

## Глава 1

### МЕХАНИЗМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОЧИСТКИ

#### § 1. Виды загрязнений

Выбор аппаратуры и моющих сред для ультразвуковой очистки зависит прежде всего от вида загрязнений. Поскольку в звуковом поле под действием кавитации происходит механическое разрушение пленки загряз-

нений и одновременно ускоряется процесс химического взаимодействия моющей жидкости с загрязнением под воздействием акустических течений, целесообразно все загрязнения классифицировать по трем основным признакам:

- 1) способности противостоять воздействию микроударных нагрузок;
- 2) прочности связи с очищаемой поверхностью;
- 3) характеру химического взаимодействия с моющей жидкостью.

По первому признаку загрязнения подразделяются на *кавитационно-стойкие* и *кавитационно-нестойкие*, по второму — на *прочно* и *слабо связанные с очищаемой поверхностью*, по третьему — на *химически взаимодействующие* и *невзаимодействующие с моющей жидкостью*.

Следует отметить, что классификация загрязнений по характеру взаимодействия с моющей жидкостью достаточно условна, так как всегда можно подобрать такой химический состав жидкости, с которым загрязнение будет вступать в химическую реакцию. Поэтому под средой, химически взаимодействующей с загрязнением, следует понимать жидкость, которая, удаляя загрязнение с поверхности, не вступает в химическую реакцию с материалом очищаемой детали, а если такое взаимодействие и наблюдается, то оно должно протекать гораздо медленнее, чем процесс удаления пленки загрязнений, и не вызывать повреждение детали и изменение физико-химических свойств материала.

Любое загрязнение можно охарактеризовать совокупностью перечисленных признаков в различных сочетаниях. Например, если очистка тонких жировых пленок на металлической поверхности производится в воде, то их следует отнести к числу кавитационно-стойких, слабо связанных с очищаемой поверхностью, химически не взаимодействующих с моющей жидкостью. Простое перечисление указанных признаков позволяет сделать вывод, что ультразвуковая очистка тонких жировых пленок в воде будет неэффективна, а для обеспечения качественной очистки необходимо моющую жидкость заменить химически активной, подобрать такие параметры звукового поля, которые обеспечивают образование интенсивных акустических течений.

Приведенная классификация позволяет определить также область применения ультразвуковой очистки. Если загрязнение прочно связано с очи-

Т а б л и ц а 1

Загрязнение	Характеристика
Пыль, шлам после травления	Кавитационно-нестойкие, слабо связаны с очищаемой поверхностью, химически не взаимодействуют с моющей жидкостью
Жировые пленки	Кавитационно-стойкие, слабо связаны с очищаемой поверхностью, химически взаимодействуют с моющей жидкостью
Лаковые пленки, краски	Кавитационно-стойкие, прочно связаны с очищаемой поверхностью, химически взаимодействуют с моющей жидкостью
Полировальные пасты	Кавитационно-нестойкие, прочно связаны с очищаемой поверхностью, химически взаимодействуют с моющей жидкостью
Окалина, окисные пленки	Кавитационно-стойкие, прочно связаны с очищаемой поверхностью, химически взаимодействуют с агрессивными жидкостями
Продукты коррозии	Кавитационно-нестойкие, прочно связаны с очищаемой поверхностью, химически взаимодействуют с агрессивными жидкостями
Нагар, смолистые осадки, резина	Кавитационно-стойкие, прочно связаны с очищаемой поверхностью, химически не взаимодействуют с моющей жидкостью



щаемой поверхностью, химически не взаимодействует с моющей жидкостью и его кавитационная стойкость равна или превосходит кавитационную стойкость материала детали (например, пригары формочной земли на поверхности литых алюминиевых деталей), то для его удаления не следует применять ультразвуковую очистку.

В табл. 1 перечислены наиболее распространенные загрязнения и проведена классификация по характерным признакам.

Приведенный перечень загрязнений далеко не полон, но аналогично можно охарактеризовать любое загрязнение.

Значение предварительной классификации состоит в том, чтобы определить, какой из признаков наиболее уязвим с точки зрения удаления загрязнения с поверхности. Определив этот признак, можно наметить необходимую технологию ультразвуковой очистки, выбор моющих сред и параметров звукового поля.

## § 2. Факторы, способствующие удалению поверхностных пленок в звуковом поле

Поверхностные пленки в жидкости под действием ультразвука разрушаются вследствие кавитации и акустических течений. Добавка в жидкость при определенных условиях мельчайших (размером не более 5 мк) абразивных частиц способствует ускорению разрушения твердых тел в звуковом поле [24]. В этом случае наряду с кавитацией и акустическими течениями известную роль в ускорении движения частиц может играть радиационное давление. Иногда (например, при очистке контактным методом, когда ультразвуковые колебания возбуждаются в самом очищаемом изделии) определенную роль могут играть знакопеременные напряжения, возникающие в пленке загрязнений при изгибных колебаниях детали, способствующие отслаиванию и разрушению пленки, если ее усталостная прочность незначительна.

Интенсивность кавитации, скорость и характер акустических течений, величина радиационного давления, амплитуды колебаний самой детали зависят от частоты и интенсивности звукового поля, физических свойств моющей жидкости, величины внешнего статического давления. Ультразвуковая очистка, как правило, производится в химически активных средах, а химическая активность среды, в свою очередь, зависит от физических свойств жидкости, особенно от ее температуры.

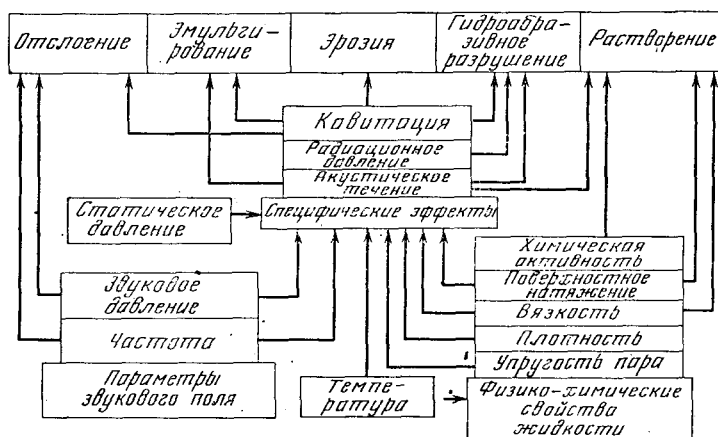


Рис. 1. Влияние различных факторов на эффективность ультразвуковой очистки

Разрушение, отделение и растворение пленки загрязнений при ультразвуковой очистке происходит в результате совместного действия химически активной среды и факторов, возникающих в жидкости под влиянием приложенного акустического поля.

В обобщенном виде влияние различных факторов на механизм ультразвуковой очистки можно представить в виде схемы, изображенной на рис. 1. Направление стрелок на схеме показывает, как (непосредственно или благодаря влиянию на специфические эффекты) воздействует каждый из факторов на процесс разрушения поверхностных пленок. Пять возможных вариантов разрушения пленки загрязнений, изображенных на схеме, подтверждены серией прямых или косвенных исследований, проведенных различными авторами за последние десять лет.

Многообразие факторов, влияющих на специфические эффекты, обеспечивающие удаление загрязнений, подчеркивает сложность самого распространяемого в ультразвуковой технологии процесса. По мере развития ультразвуковой техники представления о механизме ультразвуковой очистки несомненно будут дополняться и расширяться.

### **§ 3. Кавитационные пузырьки, существующие в звуковом поле**

Разрушение поверхностных пленок в звуковом поле происходит главным образом за счет кавитации. Об этом говорят как прямые исследования процесса ультразвуковой очистки с помощью скоростной киносъемки, так и многочисленные экспериментальные работы, показывающие, что только при внесении очищаемого предмета в кавитационную область удается быстро и качественно удалить загрязнения с его поверхности. Трудности, связанные с изучением кавитационной области, о которых подробно сказано во второй книге настоящей монографии, в полной мере относятся и к процессу ультразвуковой очистки. Они усугубляются еще и тем, что при очистке в жидкости появляется дополнительная граница раздела в виде загрузочных устройств и самих очищаемых деталей. Эта жесткая граница, как будет показано в дальнейшем, коренным образом изменяет распределение областей кавитации в объеме жидкости, что необходимо учитывать при разработке технологических устройств для ультразвуковой очистки и проведении экспериментальных исследований этого процесса.

Совокупность кавитационных пузырьков, образующихся при возбуждении ультразвуковых колебаний в жидкости, по характеру их воздействия на разрушение поверхностных пленок можно разбить на три группы:

1. Кавитационные пузырьки, пульсации которых сопровождаются возникновением в жидкости интенсивных ударных волн, локализованных в микрообъемах.

2. Крупные пульсирующие пузырьки, стабильно существующие в течение десятков и сотен периодов, видимые невооруженным глазом. Размеры их мало меняются от периода к периоду, а переменные давления, возникающие в жидкости при их пульсациях, невелики.

3. Крупные, видимые невооруженным глазом газонаполненные пузырьки, которые вносятся в жидкость на поверхности очищаемых деталей или вводятся искусственно путем продувки сжатого газа [25].

Отнесенные нами ко второй группе пульсирующие пузырьки могут возникать в объеме жидкости тогда, когда уровень звукового давления, создаваемого источником ультразвуковых колебаний, достигает значений, при которых пузырек не успевает захлопнуться в фазе сжатия [26]. Давление пара и газа в этих пузырьках значительно меньше атмосферного. Поэтому исчезают они сразу, как выключается источник колебаний.

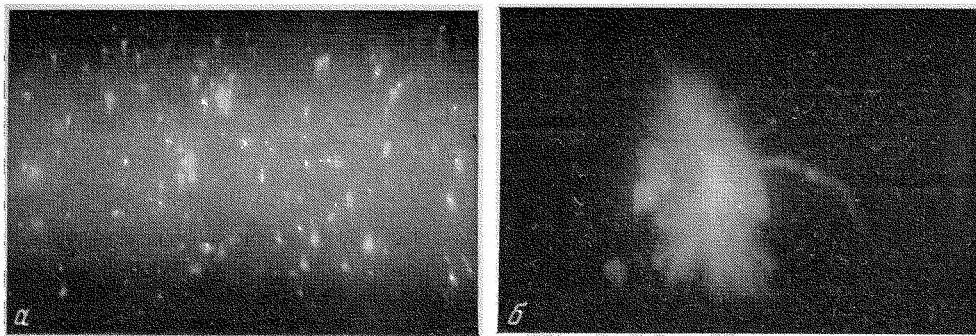


Рис. 2. Кавитационная область при нормальном (а) и повышенном (б) статическом давлении

Качественное различие между пульсирующими и кавитационными пузырьками показано на рис. 2, где представлена кавитационная область при нормальном и повышенном статическом давлении. При нормальном давлении кавитационная область над поверхностью преобразователя типа ПМС-6М (рис. 2, а), имеющего неоднородное звуковое поле по площади излучателя, представляет собой скопления крупных пульсирующих пузырьков, относительно равномерно распределенных по объему жидкости вблизи излучателя. С повышением давления до  $5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>, при той же удельной акустической мощности создаются неблагоприятные условия для роста пузырьков, и крупные пузырьки исчезают, а сама область кавитации наблюдается в виде туманообразного облака, состоящего из множества кавитирующих пузырьков, сосредоточенных над центром излучателя (рис. 2, б), где уровень звукового давления был наибольшим.

Амплитуда пульсаций, отнесенных к третьей группе газонаполненных пузырьков, значительно ниже, чем у пульсирующих кавитационных. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, пульсирующий кавитационный пузырек вырастает из «зародыша» и начальные размеры его гораздо меньше, чем искусственно вводимого в жидкость газонаполненного пузырька. Следовательно, присоединенная масса жидкости у газонаполненного пузырька в самом начале роста много выше, чем у пузырька, растущего из зародыша, и при одинаковых параметрах звукового поля стенка газонаполненного пузырька движется с относительно малой скоростью, а давление парогазовой смеси в нем за время роста меняется незначительно. Во-вторых, в стадии сжатия упругость газонаполненного пузырька много выше, чем пульсирующего кавитационного, размер которого в стадии роста<sup>1</sup> изменяется примерно в  $10^3$  раз, а давление газа в пузырьке — соответственно в  $10^9$  раз по сравнению с первоначальным.

Газонаполненные пузырьки могут образовываться также вследствие химического взаимодействия моющей жидкости с очищаемым объектом. В этом случае они заполнены газом — продуктом реакции.

Образующиеся в звуковом поле парогазовые пузырьки могут не только механически разрушать пленку загрязнений, но в ряде случаев вступать с ней в химическое взаимодействие, что также облегчает удаление пленки с поверхности деталей. Роль кавитационных, пульсирующих и газонаполненных пузырьков для удаления каждого из перечисленных видов загрязнений далеко не одинакова.

При изучении механизма ультразвуковой очистки прежде всего важно установить, каким образом каждая группа кавитационных пузырьков воздействует на разрушение поверхностных пленок, и выяснить, какие

<sup>1</sup> См. часть IV второй книги.

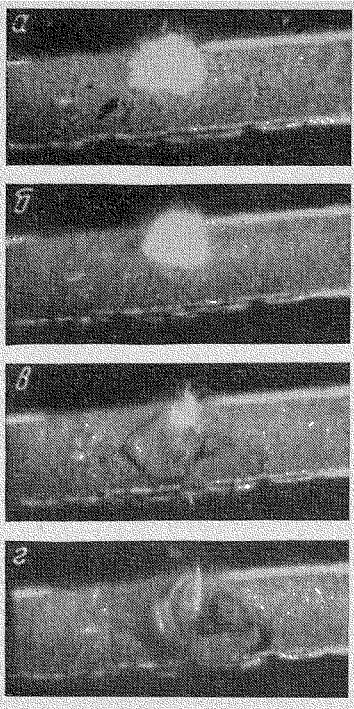


Рис. 3. Разрушение пленки загрязнений при захлопывании кавитационного пузырька

пузырьки играют наиболее существенную роль в удалении данного вида загрязнений, а уже на базе этих исследований можно дать обоснованные рекомендации по выбору технологии, методов и аппаратуры для очистки.

#### § 4. Разрушение поверхностных пленок кавитационными пузырьками

При пульсациях кавитационных пузырьков на пленку загрязнений воздействуют динамические нагрузки, величина и характер которых полностью зависят от динамики роста и захлопывания пузырьков в звуковом поле.

Кавитационные пузырьки, пульсации которых приводят к возникновению ударных волн, производят микроударное разрушение поверхностной пленки. Микроударные нагрузки характеризуются резким повышением давлений до значительной величины, за чем следует столь же быстрое уменьшение нагрузки [27]. Распределение напряжений, вызванных такими нагрузками, отмечается локальностью и сильной неравномерностью, вызывающих появление в пленке загрязнений трещин, а также следов эрозии, наблюдающихся на поверхности пленки в виде точечных кратеров.

На рис. 3 представлена заимствованная из работы [28] кинограмма разрушения пленки канифоли при захлопывании кавитационного пузырька. Четко видно, что момент резкого сокращения размеров пузырька (рис. 3 а, б) связан с сильным разрушением прилегающей к нему части планки, в которой сначала появляются трещины (рис. 3, в), а затем с ее поверхности вырываются отдельные кусочки канифоли (рис. 3, г). Механизм образования ударной волны при захлопывании кавитационного пузырька<sup>1</sup> можно представить следующим образом: парогазовый пузырек с начальным радиусом  $R_0$  расширяется в начале отрицательного полупериода достаточно медленно, так как звуковое давление  $P_A$  мало. Как только звуковое давление превысит критическое  $P_k$ , пузырек теряет устойчивость и начнет быстро расти под давлением содержащейся в нем парогазовой смеси и повышающегося  $P_A$ . Резкому нарастанию скорости движения стенки пузырька препятствует присоединенная масса жидкости, увеличение которой идет пропорционально  $R^3$ , тогда как сила, растягивающая пузырек за счет звукового поля, растет пропорционально  $R^2$ . Звуковое давление достигает амплитудного значения, а затем снижается до величины  $< P_k$ , однако пузырек продолжает расти по инерции весь отрицательный и некоторую часть положительного полупериода. В стадии расширения давление газа в пузырьке снижается примерно в  $10^9$  раз и внешние силы  $P_{gr}$ , действующие на стенку пузырька к началу фазы сжатия (сумма звукового  $P_A$  и статического  $P_0$  давлений), во много раз превосходят противодействующее захлопыванию давление парогазовой смеси в пузырьке при  $R=R_{max}$ . При сжатии стенка пузырька начинает двигаться сначала плавно, а затем с резко возрастающей скоростью, и работа внеш-

<sup>1</sup> О нем подробно сказано в частях IV и VI второй книги.

них сил затрачивается на увеличение кинетической энергии присоединенной массы жидкости. Давление парагазовой смеси в пузырьке по мере его сжатия возрастает и становится больше  $P_g$ , однако пузырек продолжает сжиматься по инерции и скорость движения стенки пузырька  $\dot{R}$  достигает сначала некоторого максимального значения  $\dot{R}_{\max}$ , когда кинетическая энергия присоединенной массы становится наибольшей, затем начинает падать, а кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию сжатого газа. В процессе захлопывания силы, действующие на стенку пузырька, уменьшаются пропорционально  $R^2$ , в то время как присоединенная масса жидкости уменьшается пропорционально  $R^3$  ( $R$  — текущий радиус пузырька). То, что  $P_g \gg P_{\text{пр}}$  в начале фазы захлопывания и  $P_g$  убывает медленнее, чем уменьшается присоединенная масса жидкости, вероятно, и есть главная причина возрастания скорости движения стенки пузырька до сверхзвуковой в фазе сжатия, чего не наблюдается в фазе расширения пузырька, когда  $P_{\text{пр}}$  примерно равно  $P_g$  в начальной стадии роста, и  $P_g$  растет медленнее, чем увеличивается присоединенная масса жидкости.

По расчетам ряда авторов [29—31] при захлопывании полости давление парагазовой смеси в ней повышается до десятков тысяч атмосфер, а температура — до нескольких тысяч градусов. Вторичное расширение пузырьков происходит вследствие расширения сжатого газа и сопровождается образованием в жидкости ударной волны, радиус действия которой не превышает нескольких микрон. Существует несколько гипотез, объясняющих кавитационное разрушение твердых тел, однако возможность эрозии под действием ударной волны наиболее обоснована теоретически. Эта гипотеза получила также экспериментальное подтверждение в работе [32], где с помощью высокоскоростной киносъемки был зафиксирован процесс образования ударной волны при захлопывании единичной кавитационной полости.

Количество кавитационных пузырьков в единице объема жидкости и интенсивность ударных волн, возникающих при их захлопывании, определяют эрозионную активность моющей жидкости. Повышать эрозионную активность моющей жидкости следует в тех случаях, когда необходимо удалять пленки высокой кавитационной стойкости, прочно связанные с очищаемой поверхностью и химически не взаимодействующие с моющей жидкостью.

Однако не следует забывать, что микроударному разрушению может подвергнуться не только пленка загрязнений, но и очищаемый

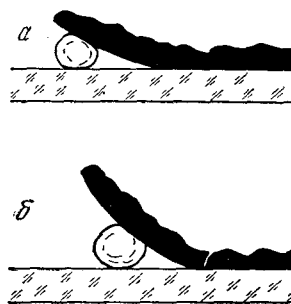


Рис. 4. Схема отслоения пленки загрязнений при пульсациях кавитационного пузырька

а — начальная фаза отслоения;  
б — откалывание кусочков пленки

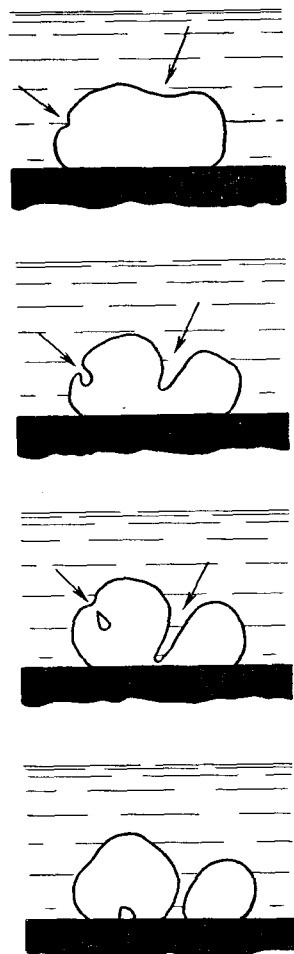
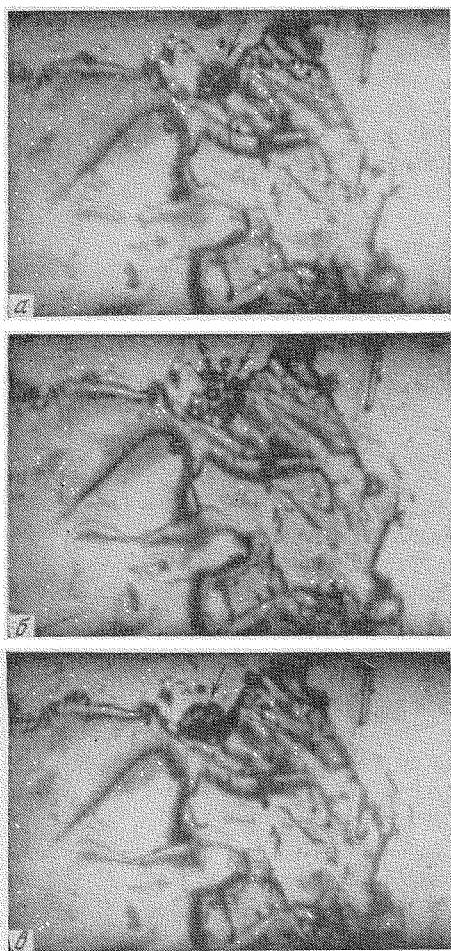


Рис. 5. Схема деления неустойчивого кавитационного пузырька



**Рис. 6.** Пульсирующий кавитационный пузырек в звуковом поле

*a* — до разделения на мелкие пузырьки; *b* — после разделения; *c* — после повторного слияния

пленки, то свободный кусочек ее просто отрывается (рис. 4, *b*). Если же прочность пленки превосходит силы сцепления, то пленка отслаивается с поверхности. Некоторые пузырьки после многократных пульсаций захлопываются подобно кавитационному пузырьку, вызывая микроударное разрушение пленки загрязнений.

При удалении тонких пленок со слабой адгезией к поверхности (например, слоя туши на пластинке из органического стекла) под действием пульсирующих пузырьков механизм разрушения иной: пульсирующий пузырек, перемещаясь по очищаемой поверхности, оставляет в пленке загрязнений «расчищенные дорожки», направление которых совпадает с траекторией движения пузырька [33, 34]. В этом случае разрушающее действие кавитационных пузырьков можно объяснить ударами струи жидкости о поверхность образца при делении крупных неустойчивых пульсирующих пузырьков на более мелкие [35]. Схематично процесс деления пузырька изображен на рис. 5, где стрелками показаны направления ударов струи жидкости. Неустойчивость пузырька объясняется тем, что при больших амплитудах колебаний пузырек теряет сферическую

материал. Поэтому в ряде случаев при удалении загрязнений, прочно связанных с очищаемой поверхностью, выгодно проводить очистку в несколько этапов, снижая интенсивность кавитации по мере разрушения пленки загрязнений.

Пульсирующие кавитационные пузырьки в своем большинстве не создают на границе жидкость—твердое тело значительных микроударных нагрузок. Известны три механизма разрушения поверхностных пленок пульсирующими кавитационными пузырьками: отслоение, струйная очистка, эмульгирование.

Отслоение пленок пульсирующими пузырьками подробно изучено Розенбергом, Бечуком, Макаровым с помощью высокоскоростной киносъемки [28]. Объектом исследований были стеклянные пластинки с нанесенным на их поверхность слоем капролакта. Полученные кинокадры позволили установить следующий механизм разрушения пленок: пульсирующие пузырьки в результате взаимодействия с поверхностью стремятся «прилипнуть» к твердой поверхности, замещая ею часть своей поверхности. Концентрируясь на краях пленки, пузырек может «прилипнуть» не только к поверхности пластинки, но и к внутренней поверхности отслоившейся пленки (рис. 4, *a*). При интенсивных колебаниях пузырька на пленку начинают действовать силы, отрывающие ее от поверхности пластинки. Если силы сцепления пленки с поверхностью превосходят прочность самой

форму, так как на отдельных участках его поверхности гидродинамические силы, происхождение которых связано с возникновением микропотоков в окрестностях пузырька, могут скомпенсировать или превысить силу поверхностного натяжения, благодаря чему пузырек приобретает способность деформироваться самым причудливым образом. При делении пульсирующих пузырьков происходит своеобразная струйная очистка поверхности.

Пульсирующие пузырьки, разрушая пленки со слабой адгезией к поверхности, почти не оказывают воздействия на пленки, прочно связанные с очищаемой поверхностью. В работе [34] с помощью скоростной киносъемки было показано, что воздействие ультразвука в нейтральной среде не приводит к разрушению пленок с высокой адгезией (расплавленная канифоль на разогретом оргстекле) даже при длительной выдержке образца в звуковом поле. На кинокадрах отчетливо видны крупные пульсирующие пузырьки (рис. 6, а), которые периодически делятся на несколько мелких (рис. 6, б) и вновь сливаются в один (рис. 6, в), не повредив слой канифоли.

Эмульгирование вязких пленок в химически нейтральной жидкости было исследовано в работе [36]. Объектом исследования служили стеклянные пластинки, на одну из сторон которых наносился слой технического вазелина различной толщины. Рабочей жидкостью была вода. Процесс разрушения пленки загрязнения фотографировался через микроскоп.

Механизм разрушения пленки был следующим: газовые пузырьки, находившиеся в толще пленки, пульсируя в звуковом поле и перемещаясь под действием акустических течений, увлекали за собой часть окружающего вещества (жира). В результате перемещения массы пленки она разрывалась. Одновременно шел и другой процесс — кавитационные пузырьки распыляли мельчайшие капли воды на поверхности жировой пленки, обволакивающей газовый пузырек. Поскольку пульсирующий пузырек есть своеобразный источник ультразвуковых колебаний, то капельки жидкости с его поверхности могут отбрасываться и дробиться; наблюдается явление, напоминающее распыление тонкого слоя жидкости на поверхности излучателя [37]. Следовательно, газовые полости играют двойную роль — притягивают капли жира за счет микропотоков, а затем дробят и разбрасывают попавшие на их поверхность капли, образуя тонкодисперсные эмульсии. При колебаниях пленки, состоящей из мелких капелек воды и жира, а также мельчайших газовых пузырьков, последние постепенно вытесняются к границе эмульсия—рабочая среда—пластинка. Вблизи поверхности капли газовые полости при пульсациях создают особо интенсивные фонтанчики брызг, что способствует образованию эмульсии жира в воде. По мере проникновения водяных капелек в толщу жира существенно изменяются физико-механические свойства жировой пленки и уменьшается прочность ее сцепления с поверхностью, что облегчает ее удаление. В этом случае разрушение пленки загрязнений начинается в поверхностном слое, и чем толще слой жира, тем труднее удаляется пленка, так как легко деформируемые нижние слои жира играют роль демпфера, препятствующего разрушению пленки кавитационными пузырьками. Очевидно, что и при очень тонкой жировой пленке ее удаление с поверхности будет затруднено, так как из-за малого количества оставшихся загрязнений отсутствуют условия для образования капелек жира.

Роль газонаполненных пузырьков в процессе ультразвуковой очистки была исследована с помощью высокоскоростной киносъемки [38]. Объектом исследований служили образцы из углеродистой стали, покрытые тонкой пленкой эпоксидной смолы, имитировавшей слой окарины. В пленке создавались искусственные дефекты в виде царапин и точечных проколов. Образцы помещались в сосуд с 20%-ной серной кислотой, нагретой

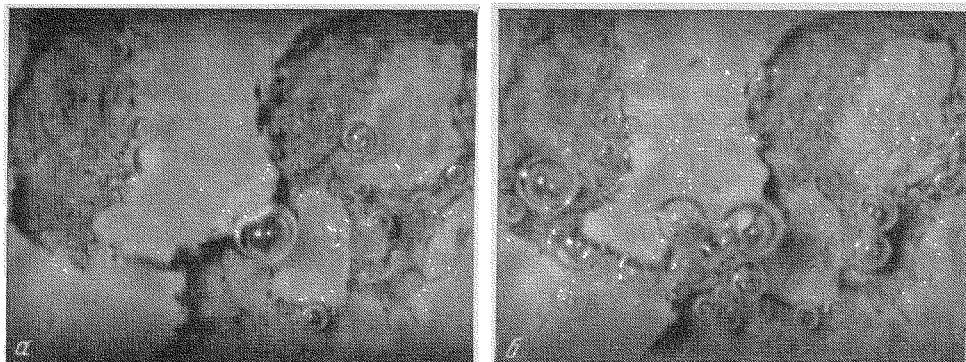
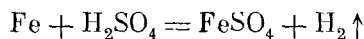


Рис. 7. Выделение пузырьков водорода при травлении  
 а — до введения ультразвука; б — после введения ультразвука

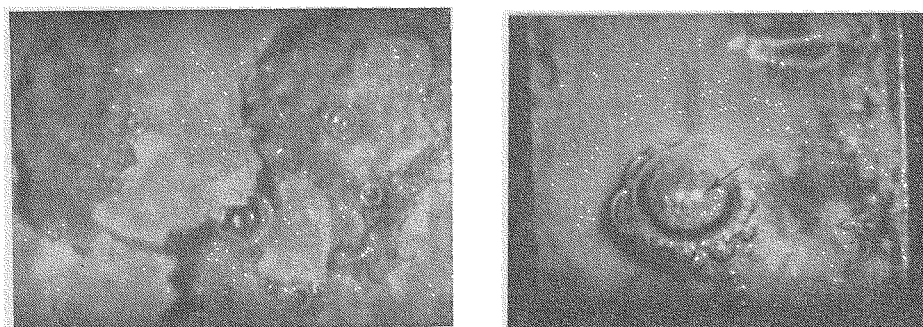
до температуры 60°; в дно сосуда был вмонтирован источник ультразвуковых колебаний.

Серная кислота взаимодействует с железом по реакции



Продуктом реакции является водород, который способствует механическому отделению пленки загрязнений, а также восстановлению высших окислов железа до низших при наличии окисной пленки, что облегчает растворение последней в серной кислоте.

Анализ полученных кинокадров позволил установить следующие особенности газонаполненных пузырьков. При химическом травлении образующиеся пузырьки водорода плотно «закупоривают» поры, имеющиеся на поверхности пленки эпоксидной смолы (рис. 7, а), и препятствуют доступу свежих порций раствора к поверхности металла. Сразу же после включения звука пузырьки водорода в результате интенсивных пульсаций и под действием акустических течений срываются со своих мест (рис. 7, б) и вместо них непрерывно образуются новые пузырьки водорода. Приведенная выше реакция сдвигается вправо, ускоряется процесс подтравливания металла, а следовательно, возрастает скорость механического отделения пленки. Водородные и образующиеся кавитационные



8

9

Рис. 8. Отслаивание пленки пульсирующим водородным пузырьком

Рис. 9. Пульсирующие пузырьки

Сплошная стрелка — водородный; пунктирная — кавитационный



пузырьки, пульсируя в звуковом поле, проникают под край отслоившейся пленки, что также ускоряет ее отделение (рис. 8). Эти опыты полностью подтверждают результаты, полученные в работе [28].

В поведении водородных и кавитационных пузырьков имеются существенные качественные отличия: кавитационные пузырьки появляются только в момент включения звука и исчезают с его выключением, а водородные пузырьки стабильно существуют на поверхности металла и пульсируют с гораздо меньшей скоростью, чем кавитационные пузырьки. Такое поведение естественно, так как водородный пузырек заполнен газом и по размерам он больше кавитационного.

Внешний вид водородных и кавитационных пузырьков различен; первые прозрачны, вторые имеют молочную окраску (рис. 9) — следствие сильного искажения границ кавитационных пузырьков при пульсациях.

При наличии окисной пленки чисто механическое разрушение окалина под действием пульсирующих кавитационных пузырьков должно быть выше, чем при пульсациях газонаполненных водородных пузырьков. Однако следует учесть, что водород химически воздействует на окислы железа, а следовательно, в процессе травления роль водородных пузырьков в отделении слоя окалина может быть более значительной, чем кавитационных.

Все рассмотренные случаи разрушения поверхностных пленок относятся к механическому их разрушению кавитационными пузырьками. Но известно, что в кавитирующей жидкости многие химические реакции ускоряются [39]. Воздействовать на ход химических реакций можно через химически активный к пленке загрязнений газ, выделение которого в звуковом поле интенсифицируется (как было указано при анализе случая травления углеродистой стали), а также за счет повышения химической активности моющей жидкости благодаря образованию в ней свободных радикалов и изменению вследствие этого ее окислительно-восстановительных свойств. Известно, что при кавитации в воде образуется перекись водорода [30] — довольно активный окислитель. Большинство исследователей связывает ускорение химических реакций с высокими температурами, развивающимися при захлопывании кавитационных пузырьков. Однако прямых экспериментальных исследований, устанавливающих связь между скоростью удаления характерных загрязнений и ускорением химических реакций в кавитирующей жидкости, не проводилось, поэтому предположение о роли последних в процессе разрушения поверхностных пленок — сугубо гипотетическое.

## § 5. Роль акустических течений и радиационного давления

Как уже отмечалось, все загрязнения по характеру их взаимодействия с моющим раствором можно разделить на *растворимые* и *нерастворимые*.

При удалении нерастворимых загрязнений в химически нейтральных растворах скорость очистки зависит от интенсивности ультразвуковой кавитации. При удалении растворимых загрязнений существенную роль играют акустические течения, особенно вихревые микропотоки, возникающие в пограничном слое и способствующие интенсивному поступлению свежих порций растворителя непосредственно к поверхности твердого тела. Уменьшение толщины пограничного слоя у границы с твердым телом есть главное отличие перемешивания жидкости в звуковом поле от любых методов механического перемешивания. Этим можно объяснить эффективное удаление растворимых загрязнений на высоких частотах, когда интенсивность звука может оказаться ниже пороговой, и кавитации

в жидкости не наблюдается. При выборе ультразвуковой аппаратуры следует учитывать различное воздействие звукового поля на процесс очистки растворимых и нерастворимых загрязнений.

Для удаления растворимых загрязнений, слабо связанных с очищаемой поверхностью, выгоднее применять более высокие частоты, так как при равной интенсивности в этом случае скорость потоков будет больше вследствие увеличения поглощения звуковой энергии, а для удаления нерастворимых загрязнений с высокой адгезией к поверхности целесообразнее применять более низкие частоты, так как при этом интенсивность кавитационного разрушения возрастает.

О методах количественной оценки скорости акустических потоков и уровня радиационного давления для случая некавитирующей жидкости подробно сказано в частях II и III второй книги настоящей монографии. Пульсации кавитационных полостей приводят к возникновению дополнительных потоков как в объеме жидкости, так и на границе жидкость—твердое тело, а также к изменению уровня радиационного давления. Это особенно важно учитывать при ультразвуковой очистке в режиме интенсивной кавитации и при наличии в жидкости мельчайших абразивных частиц, например в случае удаления заусенцев в звуковом поле (об этом будет сказано в гл. 3).

Сейчас еще невозможно сформулировать даже качественные закономерности, устанавливающие связь между скоростью акустических потоков, уровнем радиационного давления, с одной стороны, эффективностью очистки от растворимых загрязнений, скоростью движения мелких деталей и интенсивного кавитационно-абразивного разрушения, с другой стороны, так как экспериментальных работ в этой области нет. Поэтому приходится ограничиваться самыми общими объяснениями влияния этих факторов на процесс ультразвуковой очистки.

## Глава 2

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОЧИСТКИ

#### § 1. О возможности аналитического определения оптимальных технологических режимов ультразвуковой очистки

Изучение механизма ультразвуковой очистки с помощью высокоскоростной киносъемки позволяет достаточно четко восстановить картину разрушения поверхностных пленок в звуковом поле, но не дает каких-либо количественных закономерностей, характеризующих эрозионную эффективность звукового поля в жидкости.

Для установления этих закономерностей и определения влияния свойств жидкости и параметров звукового поля на интенсивность кавитации широко используется метод эрозионных тестов<sup>1</sup>. Достоинство этого метода заключается в возможности получения информации об эффективности эрозионного воздействия совокупности кавитационных пузырьков в любой малой области объема жидкости. Но метод эрозионных тестов не свободен от недостатков, главные из которых — большая трудоемкость исследований,

<sup>1</sup> См. часть V второй книги.

а также значительная погрешность измерений. Результаты, полученные различными исследователями, определявшими по убыли веса алюминиевых образцов влияние свойств жидкости и параметров поля на интенсивность кавитации, нередко противоречивы. Результаты исследований трудно сравнимы из-за отсутствия единых требований к образцам-эталонам и методике измерений.

Метод эрозионных тестов не позволяет разделить влияние таких физических свойств как плотность  $\rho$ , упругость пара  $P_n$  и вязкость  $\mu$  на эрозионную активность жидкости, так как изменение одного из этих свойств в достаточно широких пределах возможно лишь при одновременном значительном изменении остальных свойств жидкости. Из физических свойств жидкости только поверхностное натяжение можно существенно изменять, добавляя небольшие количества поверхностно-активных веществ, не меняя при этом остальные свойства жидкости.

В свете этих соображений особый интерес представляют теоретические методы оценки эрозионной эффективности звукового поля и эрозионной активности жидкости. Целесообразно начать разработки теоретических методов расчета оптимальных технологических режимов с установления критерия оценки эрозионной активности для единичного кавитационного пузырька.

В части VI второй книги настоящей монографии было предложено считать критерием эрозионной активности единичного пузырька отношение мощности, затраченной на образование ударной волны, к мощности, запасаемой единичным пузырьком в течение одного периода колебаний.

Если считать, что вся работа, затраченная на рост пузырька до  $R_{\max}$ , а также его сжатие до  $R_{\min}$  расходуется затем на образование ударной волны и пренебречь потерями звуковой энергии на сонолюминесценцию и другие явления, сопутствующие ультразвуковой кавитации, то критерием эрозионной активности является величина  $T/\tau_0$ , где  $T$  — период колебаний, а  $\tau_0$  — время, в течение которого накопленная энергия переходит в энергию ударной волны.

Величина  $\tau_0$  очень мала и не поддается вычислению даже на ЭВМ. Сделанные в части VI второй книги оценки приведены в форме, выявившей роль звукового и статического давлений, но не позволяющей судить о влиянии параметров жидкости. Чтобы устранить трудности, связанные с вычислением  $\tau_0$ , целесообразно переписать выражение для этого критерия, заменив  $\tau_0$  через рэлеевское время захлопывания  $\Delta t$ , так как последняя величина [40] поддается приближенным теоретическим расчетам. Величина  $\tau_0$  определяется<sup>1</sup> из уравнения

$$\tau_0 = \frac{1,7 R_{\min}}{\sqrt{P'_m/\rho}}, \quad (1)$$

где  $P'_m$  — давление парогазовой смеси в пузырьке при  $R=R_{\min}$ .

Величину  $P'_m$  можно определить, приравняв работу внешних сил в стадии захлопывания к работе, производимой сжатым газом. Работа, производимая сжатым газом при адиабатическом сжатии, определяется выражением [41]

$$A_c = \int_{R_{\max}}^{R_{\min}} P_{nr} \left( \frac{R_{\max}}{R} \right)^{3\gamma} 4\pi R^2 dR, \quad (2)$$

где  $P_{nr}$  — давление парогазовой смеси в пузырьке при  $R=R_{\max}$ . После интегрирования, учитывая, что для кавитационного пузырька  $R_{\max} \gg R_{\min}$

<sup>1</sup> См. часть VI второй книги.

и принимая  $\gamma = 4/3$ , получаем

$$|A_c| = 4\pi P_{ur} \frac{R_{\max}^4}{R_{\min}}. \quad (3)$$

Заменяя  $P_{ur}$  на  $P'_m$ , получаем

$$|A_c| = 4\pi P'_m \cdot R_{\min}^3. \quad (4)$$

Работа внешних сил определяется выражением

$$A_g = \int_{R_{\max}}^{R_{\min}} P'_g \cdot 4\pi R^2 dR, \quad (5)$$

где  $P'_g$  — давление, действующее на стенку пузырька в фазе сжатия. Величина  $P'_g$  меняется в процессе сжатия, поэтому для приближенного расчета мы введем понятие эффективного давления  $P_{эфф}$  сжатия, которое можно принять постоянным и вынести за знак интеграла. После интегрирования, учитывая, что  $R_{\max} \gg R_{\min}$ , получаем

$$A_g = \frac{4}{3} \pi P_{эфф} R_{\max}^3. \quad (6)$$

Величина  $P_{эфф}$  определяется из выражения

$$P_{эфф} = P_0 + \bar{P}_A, \quad (7)$$

где  $\bar{P}_A$  — среднее значение звукового давления, действующего на пузырек в фазе сжатия.

Величина  $\bar{P}_A$  определяется из выражения

$$\bar{P}_A = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{\max}}^{t_{\max} + \Delta t} P_A \sin \omega t dt. \quad (8)$$

После интегрирования получаем

$$\bar{P}_A = -P_A \frac{\cos \omega (t_{\max} + \Delta t) - \cos \omega t_{\max}}{\omega \Delta t}. \quad (9)$$

Заменяя выражение  $-\cos \omega (t_{\max} + \Delta t) + \cos \omega t_{\max} / \omega \Delta t$  через  $\alpha$ , подставляя значение  $P_{эфф}$  в выражение (6) и приравнявая работу сжатого газа работе внешних сил, получаем

$$P'_m = \frac{1}{3} (P_0 + \alpha P_A) \frac{R_{\max}^3}{R_{\min}^3}. \quad (10)$$

Величину  $\Delta t$  можно определить по формуле Рэлея [42], приняв, как уже говорилось выше, действующее на стенку пузырька давление постоянным и равным  $P_{эфф}$ :

$$\Delta t = 0,9 R_{\max} \sqrt{\frac{\rho}{\alpha P_A + P_0}}. \quad (11)$$

Подставив выражение (10) в уравнение (4) и решая совместно уравнения (4) и (11), получаем

$$\tau_0 = K \Delta t \left( \frac{R_{\min}}{R_{\max}} \right)^{2,5}, \quad (12)$$

где  $K = 3,3$ .

Обозначив критерий эрозионной активности единичного пузырька через  $\kappa'$ , отбросив значение постоянной  $K$  и округляя степень при  $R_{\min}/R_{\max}$

до 3 (что не меняет характера зависимости критерия от динамики кавитационной полости, но в то же время несколько упрощает ориентировочные числовые расчеты), получаем

$$\chi' = \frac{R_{\max}^3 T}{R_{\min}^3 \Delta t}. \quad (13)$$

Чтобы определить зависимость критерия эрозионной активности единичного пузырька от физических свойств жидкости, параметров звукового поля и начальных размеров «зародышей» кавитации, было произведено численное решение уравнений движения парогазового пузырька в звуковом поле.

Как показано в работах [29, 30, 40], значения  $R_{\max}$  и  $\Delta t$  можно определить при численном решении уравнений динамики кавитационной полости на аналоговых машинах и ЭВМ. В указанных работах установлено, что учет сжимаемости жидкости и диффузии газа в процессе роста и захлопывания кавитационной полости не позволяет определить значения  $R_{\min}$ , так как на последней стадии захлопывания значения скорости  $\dot{R}$  и ускорения  $\ddot{R}$  движения стенки пузырька достигают громадных величин, не поддающихся вычислению даже на ЭВМ.

Чтобы получить конечные значения  $R_{\min}$ , необходимые для вычисления  $\chi'$ , в уравнение движения для стадии захлопывания следует внести поправку, учитывающую, что пар не успевает сконденсироваться в стадии захлопывания и ведет себя как идеальный газ [43]. С учетом этой поправки и принимая процесс расширения изотермическим, а процесс сжатия адиабатическим, уравнения движения для вязкой несжимаемой жидкости, подробный вывод которых дан в монографии Перника [29], имеют вид

$$\rho(R\dot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2) + 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - \left(P_0 - P_n + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - \\ - P_n + \frac{2\sigma}{R} + P_0 - P_A \sin \omega t = 0; \quad (14)$$

$$\rho(R\dot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2) + 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - \left[\left(P_0 - P_n + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R_{\max}}\right)^3 + P_n\right]\left(\frac{R_{\max}}{R}\right)^{3\gamma} + \\ + \frac{2\sigma}{R} + P_0 - P_A \sin \omega t = 0, \quad (15)$$

где  $\gamma$  — показатель политропы, принятый равным  $4/3$ .

Численное решение уравнений (14) и (15) проводилось на ЭВМ.

Уравнение (14), начальные условия которого  $R=R_0$ ,  $\dot{R}=0$ ,  $t=0$ , решалось в интервале времени  $0 \leq t \leq t_{\max}$ , где  $t_{\max}$  — время расширения полости. Уравнение (15), начальные условия которого  $R=R_{\max}$ ,  $\dot{R}=0$ ,  $t=t_{\max}$ , решалось в интервале времени  $t_{\max} \leq t \leq t_{\min}$ , где  $t_{\min}$  — время, соответствующее  $R=R_{\min}$ .

Следует отметить, что при решении уравнения (15) был взят крайний случай, когда пар ведет себя как идеальный газ в течение всего периода сжатия пузырька. Для более точного решения это условие следует ввести в тот момент времени, когда скорость движения стенки превысит 150 м/сек (при этой скорости пар не будет успевать конденсироваться) [44].

Чтобы определить зависимость  $\chi'$  от свойств жидкости, в расчете последовательно изменялись значения  $\sigma$ ,  $\mu$ ,  $\rho$ ,  $P_n$  в интервале величин, соответствующих реальным жидкостям. При изменении одного из свойств остальные сохранялись постоянными, равными для воды при 20° С. Значения  $R_0$ ,  $f$ ,  $P_0$ ,  $P_A$  в этом случае были фиксированными.

Зависимость  $\chi'$  от  $f$ ,  $R_0$ ,  $P_A$  и  $P_0$  исследовалась для воды при 20° С. Проведенные расчеты позволили в «чистом» виде исследовать влияние каждого из свойств жидкости и параметров звукового поля на эрозионную активность единичного пузырька.

Когда это разрешали имеющиеся в литературных источниках экспериментальные данные, зависимости  $\chi'$  от различных постоянных параметров сравнивались с экспериментальными зависимостями убыли веса образцов при изменении тех же постоянных величин.

## § 2. Зависимость эрозионной активности жидкости от размеров «зародышей» кавитации

Как показано в работах [29—31], размер кавитационных «зародышей» не влияет на динамику кавитационной полости, когда  $R_0$  больше или равно некоторой критической величине  $R_k^1$ .

Величина  $R_k$  определяется по формуле [29]

$$R_k = -\frac{4\sigma}{3(P_x - P_n)}, \quad (16)$$

где  $P_x$  — критическое значение давления, при котором пузырек теряет устойчивость.

Давление, растягивающее пузырек в звуковом поле, можно принять равным эффективному значению звукового давления  $(0,7P_A)^2$ , тогда величина  $R_k$  определяется по формуле

$$R_k = -\frac{4\sigma}{3(-0,7P_A + P_0 - P_n)}. \quad (17)$$

Решение уравнений движения с учетом сжимаемости пара в стадии захлопывания показало, что при  $R_0 > R_k$  результаты решения почти не зависят от величины  $R_0$ . Сводные данные о влиянии  $R_0$  на динамику кавитационной полости приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Влияние  $R_0$  на динамику кавитационной полости

$R_0 \cdot 10^6$ м	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$\frac{P'_m \cdot 10^{-11}}{\mu/\text{м}^2}$ (при $R = R_{\min}$ )
1,0	577	9,10	36	18,78	0,356
2,0	580	9,99	36	18,98	0,349
3,2	582	9,65	36	19,15	0,290
5,0	584	9,92	36	19,32	0,264

$$P_A = 10^6 \text{ н/м}^2, \\ f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1},$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2, \\ \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \\ \sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}.$$

$$\mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2, \\ P_n = 2200 \text{ н/м}^2.$$

В этой таблице и во всех последующих итоговых таблицах приводятся значения величин  $R_{\max}$ ,  $R_{\min}$ ,  $\Delta t$ , входящих в критерий эрозионной активности, что позволяет оценить вклад каждой из них в изменении величины  $\chi'$ . Кроме того, даны значения величин  $t_{\max}$  и  $P'_m$ , из которых первая характеризует сдвиг фазы захлопывания по отношению к периоду колеба-

<sup>1</sup> Данное положение справедливо, если пузырьки находятся на достаточно большом расстоянии друг от друга и силами взаимодействия между пузырьками можно пренебречь.

<sup>2</sup> В работах [31, 40] и др. величина звукового давления принималась равной  $P_A$ . Однако в этом случае значения  $P_x$  получаются несколько заниженными.

ний, а вторая позволяет судить об ожидаемой интенсивности ударной волны при повторном расширении пузырька.

Зависимость критерия эрозионной активности  $\chi'$  от  $R_0$  представлена на рис. 10. Анализ табл. 2 и рис. 10 показывает, что при  $R_0 \geq R_k$  изменение размера зародыша незначительно влияет на эрозионную активность единичного пузырька. Следовательно, для качественной оценки эрозионной активности совокупности кавитационных полостей, имеющих  $R_0 > R_k$ , достаточно решить уравнение движения для единичного пузырька, если не учитывать возможность взаимодействия пузырьков.

В дальнейшем при расчетах примем  $R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6}$  м, так как в этом случае начальный размер зародыша был больше критического для всего выбранного диапазона изменения постоянных параметров.

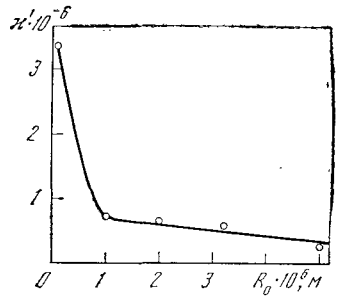


Рис. 10. Зависимость  $\chi'$  от начального радиуса  $R_0$  кавитационной полости

### § 3. Влияние параметров звукового поля на его эрозионную активность

**Частота колебаний.** Повышение частоты колебаний приводит к уменьшению  $R_{\max}$  кавитационной полости при постоянном амплитудном значении звукового давления. Такой результат ясен, если учесть, что с ростом  $f$  при постоянном  $P_d$  сокращается время, в течение которого величина звукового давления превышает внешние силы, удерживающие пузырек в состоянии равновесия ( $P_0 + 2\sigma/R_0$ ), когда он может неограниченно расширяться за счет содержащегося в нем газа. Естественно, что при этом пузырек успевает вырасти до меньших размеров, если же радиус его был близок к критическому, то он может выродиться в пульсирующий, при условии, что амплитуда звукового давления сохраняется постоянной.

Уменьшение  $R_{\max}$  кавитационных полостей с ростом  $f$  способствует росту давления парагазовой смеси в пузырьке к началу захлопывания, что должно снижать интенсивность ударных волн.

Чтобы определить влияние частоты на рост и захлопывание кавитационной полости, уравнение движения было решено для диапазона частот 20—500 кГц, который используется в технологической аппаратуре для ультразвуковой очистки. Сводные данные о влиянии  $f$  на динамику кавитационной полости даны в табл. 3, а зависимость  $\chi' = \varphi(f)$  представлена на рис. 11.

Таблица 3

Влияние частоты колебаний на динамику кавитационной полости

$f \cdot 10^{-4}$ сек <sup>-1</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$P'_m \cdot 10^{-11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
2	582	9,65	36	19,15	0,290
4	292	4,95	18	9,64	0,296
10	117,6	2,08	7,3	3,82	0,223
50	24,9	0,82	1,47	0,87	0,214

$$P_d = 10^6 \text{ н/м}^2, \\ \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \\ \sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}.$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2, \\ \mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2,$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \\ P_n = 2 \cdot 200 \text{ н/м}^2.$$

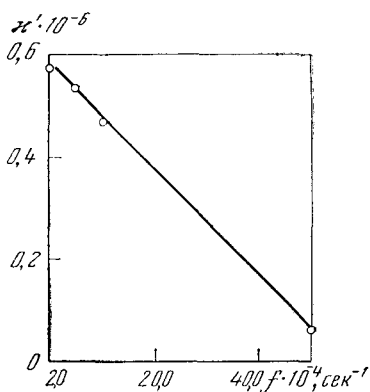


Рис. 11. Зависимость  $\kappa'$  от частоты колебаний  $f$

Анализ табл. 3 и рис. 11 показывает, что изменение частоты колебаний при постоянном  $R_A$  не сдвигает во времени (по отношению к периоду колебаний) фазу захлопывания, а следовательно, величина давления на стенку пузырька в фазе сжатия сохраняется примерно постоянной с изменением  $f$ . Вместе с тем повышение частоты колебаний приводит к линейному уменьшению  $R_{\max}$  и  $R_{\min}$ <sup>1</sup>. Эрозионная активность пузырька с ростом частоты уменьшается так же линейно. Из полученных результатов следует, что снижение эрозионной активности с ростом частоты колебаний происходит вследствие уменьшения  $R_{\max}$ , благодаря чему повышается давление газа в пузырьке при  $R = R_{\max}$ .

Полученные выводы не относятся ко всему диапазону звуковых частот, так как по мере снижения  $f$  инерциальные члены уравнения

движения будут расти столь медленно, что кавитационный пузырек начинает вырождаться в пульсирующий.

Теоретических и экспериментальных исследований, определяющих нижнюю границу по частоте, когда в жидкости не возникает кавитации, не проводилось. Имеются экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что на частоте 8—10 кгц интенсивная кавитация в жидкости все еще наблюдается [10, 45]. К сожалению, не проводилось исследований по определению зависимости эрозии от частоты при постоянном уровне звукового давления, поэтому невозможно сравнить зависимость  $\kappa' = \varphi(f)$  с экспериментальными данными.

Изменение частоты колебаний влияет на динамику кавитационной полости, распределение областей кавитации в объеме жидкости и на порог кавитации. Снижение максимальных размеров кавитационных пузырьков с ростом частоты уменьшает эффект экранировки на границе излучатель — жидкость и способствует более равномерному распределению пузырьков в объеме жидкости. Одновременно с повышением частоты увеличивается коэффициент поглощения звуковой энергии в жидкости, обусловленный наличием сил вязкого трения, а следовательно, растет скорость акустических течений, которые к тому же становятся более мелкомасштабными.

Повышая частоту до определенных пределов, можно несколько увеличить количество одновременно обрабатываемых деталей за счет усреднения индекса кавитации по объему, а также более интенсивным перемешиванием ускорить удаление растворимых загрязнений, слабо связанных с очищаемой поверхностью. Однако с ростом частоты растет порог кавитации [5] и увеличиваются потери в преобразователях, а это приводит к ослаблению эффективности очистки.

Проводить ультразвуковую очистку на более низких частотах следует в тех случаях, когда необходимо удалять прочно связанные с очищаемой поверхностью пленки, имеющие повышенную кавитационную стойкость.

Чрезмерно понижать частоту нежелательно, так как при этом резко возрастает шум и усложняется звукоизоляция, а также увеличивается вес преобразователя за счет его активного звена. Подавляющее большинство промышленленных установок для очистки работает в диапазоне частот от 18 до 44 кгц. Это оптимальный диапазон в смысле технологического эффекта,

<sup>1</sup> Наблюдается подобие решений при изменении частоты, которое подробно рассматривалось в части IV второй книги настоящей монографии.



экономичности процесса и техники безопасности. Нижний диапазон частот (18—22 кГц) используется для удаления загрязнений с высокой адгезией к поверхности (окалина, нагар, полимерные пленки); верхний диапазон (40—44 кГц) — для очистки от загрязнений, слабо связанных с очищаемой поверхностью (жировых, механических).

**Звуковое давление.** Влияние  $P_A$  на пульсации кавитационных пузырьков исследовалось в работе [46]. Повышение  $P_A$  двояко влияет на динамику кавитационной полости — с одной стороны затягивается фаза расширения пузырька и увеличиваются значения  $R_{\max}$ ,  $t_{\max}$  и  $\Delta t$  (рост этих величин выше некоторых определенных значений снижает эрозионную активность пузырька, так как стадия интенсивного захлопывания может перейти в следующий отрицательный полупериод, что ослабляет интенсивность ударных волн); с другой стороны, повышение  $P_A$  до значений выше пороговых безусловно необходимо, так как в противном случае кавитация не возникнет. Кроме того, с ростом  $P_A$  увеличивается время, в течение которого силы, удерживающие пузырек в равновесном состоянии, уравновешиваются звуковым давлением, и пузырек может неограниченно расширяться. Следовательно, увеличение  $P_A$  до некоторого предела оказывает на динамику полости воздействие, аналогичное снижению частоты.

В работе [46] было показано, что уравнение движения парогазового пузырька в звуковом поле становится структурно неустойчивыми, если  $\Delta t \geq T/2$ . В этом случае кавитационный пузырек вырождается в пульсирующий. Следовательно, повышая  $P_A$ , можно ждать увеличения эрозионной активности единичного пузырька лишь при условии  $\Delta t \leq T/2$ .

Учитывая, что отечественная технологическая аппаратура для ультразвуковой очистки работает на частоте 18—22 кГц, интересно оценить, при каких значениях  $P_A$  время захлопывания становится больше  $1/2 T$  на частоте 20 кГц. Данные о влиянии  $P_A$  на динамику кавитационной полости приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Влияние  $P_A$  на динамику кавитационной полости

$P_A \cdot 10^{-6}$ н/м <sup>2</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$\frac{P'_m \cdot 10^{-11}}{\mu/\text{сек}^2}$ (при $R = R_{\min}$ )
1	582	9,65	36	19,15	0,291
2	875	117	37	29,26	$673 \cdot 10^{-7}$
3	1093	—	38	—	—

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2,$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$\sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м},$$

$$f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1},$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3,$$

$$\mu = 10^3 \text{ нсек/м}^2,$$

$$P_{\text{н}} = 2200 \text{ н/м}^2.$$

Анализ табл. 4 показывает, что на частоте 20 кГц пузырек вырождается в пульсирующий при  $P_A = 2 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$ .

Серийно выпускаемые преобразователи для ультразвуковой очистки имеют амплитуду смещения в центре излучателя около  $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ .

Зная амплитуду смещения  $A$ , уровень звукового давления, создаваемого вблизи излучателя, можно приближенно оценить по формуле для плоскобегающей волны

$$P_A = \rho c \omega A. \quad (18)$$

Для воды  $P_A = 1,84 A \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ . Следовательно, при амплитуде смещения  $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$  значение  $P_A$  примерно равно  $10^6 \text{ н/м}^2$ , и пузырек, имеющий

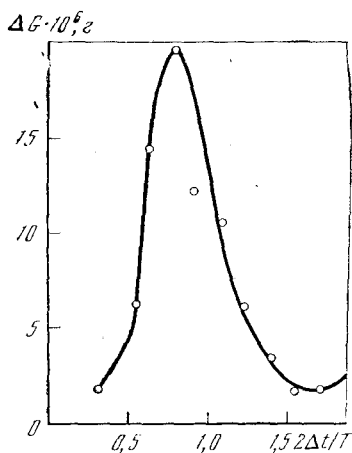


Рис. 12. Зависимость уменьшения веса образцов из алюминия в воде от амплитуды звукового давления

числа пузырьков, вырождающихся в пульсирующие. В этом случае индекс<sup>1</sup> кавитации  $K$  приближается к единице, т. е. из кавитационной области почти полностью вытесняется жидкость, и количество ее в единице объема уменьшается ниже некоторого порогового значения, обеспечивающего трансформацию мощности каждым единичным пузырьком. Такой момент во всем объеме области кавитации наступает лишь при использовании сверхмощных фокусирующих колебательных систем, создающих в фокальном пятне интенсивности в несколько тысяч  $вт/см^2$  [47], когда убыль веса алюминиевых образцов с ростом  $P_A$  сначала увеличивается, достигая максимума, а затем падает (рис. 12).

Область кавитации преобразователей с плоским излучателем с ростом  $P_A$  локализуется в небольшом объеме на границе излучатель—жидкость. Чем больше кавитационных пузырьков в единице объема жидкости и чем больше их максимальные размеры, тем сильнее проявляется эффект экранировки и уменьшается объем кавитационной области. Одновременно с уменьшением объема кавитационной области растет ее эрозионная активность. Чем больше  $P_A$ , тем эффективнее удаляются пленки высокой кавитационной стойкости, прочно связанные с очищаемой поверхностью, но при этом необходимо, чтобы очищаемый предмет был возможно ближе расположен к излучателю, за исключением тех случаев, когда в качестве источников колебаний используются фокусирующие колебательные системы, создающие максимальный уровень звукового давления в фокальном пятне.

Верхний предел по  $P_A$ , выше которого эрозионная активность падает, зависит также от физических свойств жидкости и будет тем ниже, чем меньше кавитационная прочность жидкости.

#### § 4. Связь между физическими свойствами жидкости и ее эрозионной активностью

Ультразвуковая очистка, как правило, сочетается с химическим воздействием растворителя на загрязнение. Для повышения скорости и качества очистки целесообразно было бы сочетать высокую химическую активность

<sup>1</sup> См. часть VI второй книги настоящей монографии.

$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6}$  м, успевает захлопнуться. Если же увеличить  $P_A$  в 2 раза, то пузырек не захлопывается, а пульсирует. Однако это вовсе не значит, что для загрязнений, прочно связанных с очищаемой поверхностью, нежелательно повышать  $P_A$  сверх  $10^6$  н/м<sup>2</sup>. Дело в том, что с ростом  $P_A$  уменьшается величина  $R_k$ , т. е. все возрастающее число «зародышей» начинает кавитировать. Плотность кавитационного облака у границы излучатель—жидкость возрастает, так как растет число кавитационных пузырьков в единице объема жидкости. Таким образом, с ростом  $P_A$  в кавитационной области, с одной стороны, образуется все большее количество крупных пульсирующих пузырьков, а с другой — все большее число «зародышей» начинает участвовать в кавитационном процессе. Вероятно, рост эрозионной активности жидкости прекратится при таких значениях  $P_A$ , когда число вновь образующихся кавитационных пузырьков будет меньше

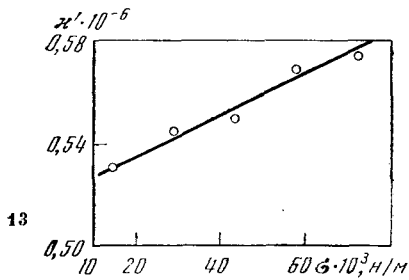


Рис. 13. Зависимость  $\kappa'$  от поверхностного натяжения  $\sigma$

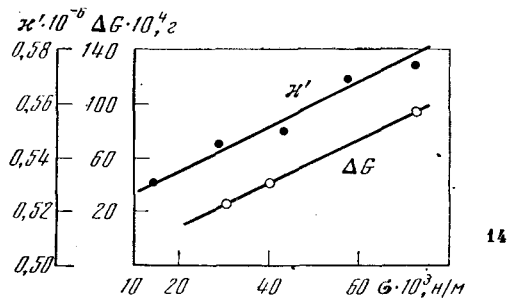


Рис. 14. Зависимость  $\kappa'$  и уменьшения веса образцов от поверхностного натяжения

жидкости с максимальным эффектом кавитационного разрушения пленки загрязнений. Однако это не всегда удается. Физические свойства химически активной жидкости в ряде случаев могут быть неблагоприятны с точки зрения ее эрозионной активности. Поэтому при выборе среды для ультразвуковой очистки, особенно при удалении кавитационно-стойких пленок, прочно связанных с очищаемой поверхностью, необходимо выбирать из числа химически активных к загрязнению жидкостей такие, эрозионная активность которых наибольшая.

Для оценки влияния физических свойств жидкостей ( $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $P_n$ ) на динамику кавитационной полости в уравнениях (14) и (15) последовательно изменялось одно из свойств в характерном для реальных жидкостей диапазоне значений, при фиксированном значении всех остальных постоянных параметров, входящих в состав уравнения движения. Таким образом была произведена теоретическая оценка влияния  $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $P_n$  на эрозионную активность  $\kappa'$  единичного пузырька. Ниже следует анализ полученных закономерностей.

**Поверхностное натяжение.** Результаты решения уравнения движения для различных  $\sigma$  даны в табл. 5. График зависимости  $\kappa' = f(\sigma)$  представлен на рис. 13.

Анализ табл. 5 и рис. 13 показывает, что изменение значения  $\sigma$  мало влияет на эрозионную активность кавитационного пузырька. Некоторое повышение  $\kappa'$  объясняется тем, что увеличение  $\sigma$  способствует уменьшению  $R_{\max}$ , и сила поверхностного натяжения возрастает, повышая соответственно величину  $P_{\text{эфф}}$ .

Т а б л и ц а 5

Влияние поверхностного натяжения  $\sigma$  на динамику кавитационной полости

$\sigma \cdot 10^3 \text{ н/м}$	$R_{\max} \cdot 10^6 \text{ м}$	$R_{\min} \cdot 10^6 \text{ м}$	$t_{\max} \cdot 10^6 \text{ сек}$	$\Delta t \cdot 10^6 \text{ сек}$	$P'_m \cdot 10^{-11} \text{ н/м}^2$ (при $R = R_{\min}$ )
14,4	583,7	9,89	36	19,30	0,267
28,8	583,2	9,83	36	19,27	0,273
43,2	583	9,77	36	19,23	0,279
57,6	582,3	9,69	36	19,18	0,286
72,5	582	9,65	36	19,15	0,290

$$P_d = 10^6 \text{ н/м}^2,$$

$$f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1},$$

$$P_n = 2200 \text{ н/м}^2$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2,$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3,$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$\mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2.$$

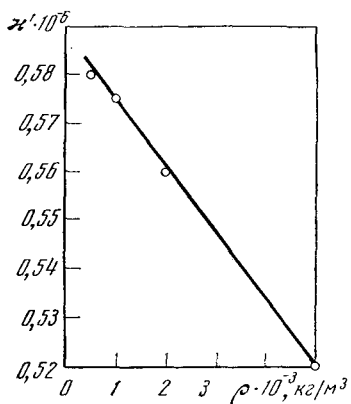


Рис. 15. Зависимость  $x'$  от плотности жидкости  $\rho$

Изменение значения  $\sigma$  должно мало сказываться и на количестве кавитационных пузырьков в единице объема, так как, с одной стороны, с повышением  $\sigma$  несколько затрудняются условия роста зародышей в звуковом поле, что приводит к сокращению числа кавитационных пузырьков, а с другой стороны, увеличение  $\sigma$  на конечной стадии захлопывания может способствовать сжатию парогазовой смеси до более высоких давлений, что приводит к повышению эрозионной активности единичного пузырька. Экспериментальные исследования зависимости эрозии от поверхностного натяжения были получены рядом исследователей [10, 48, 49] для воды, поверхностное натяжение которой изменялось введением небольших добавок различных поверхностно-активных веществ. Эти исследования показали, что с ростом  $\sigma$  эрозия образцов возрастает.

На рис. 14 сопоставлены зависимости  $x' = f(\sigma)$  и  $\Delta G = f(\sigma)$ ; видно, что зависимость от  $\sigma$  в обоих случаях носит линейный характер, а наклон прямых почти одинаков. Хорошее совпадение зависимостей позволяет сделать вывод, что рост поверхностного натяжения в основном повышает эрозионную активность каждого отдельного кавитационного пузырька.

Незначительное повышение эрозионной активности с ростом поверхностного натяжения не дает, однако, основания для применения при ультразвуковой очистке жидкостей с высоким значением  $\sigma$ , так как снижение  $\sigma$  способствует затеканию жидкости в поры, каналы, щелевые зазоры и облегчает отрыв загрязнений с поверхности деталей, что повышает мощную способность жидкости. Поэтому, как правило, при ультразвуковой очистке используются жидкости с пониженным значением  $\sigma$  ( $25 \cdot 10^{-3} - 40 \cdot 10^{-3}$  н/м).

**Плотность.** Результаты численного решения уравнения движения для различных  $\rho$  даны в табл. 6. График зависимости  $x = f(\rho)$  представлен на рис. 15.

Таблица 6

Влияние плотности  $\rho$  на динамику кавитационной полости

$\rho \cdot 10^{-3}$ кг/м <sup>3</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ сек	$R_{\min} \cdot 10^6$ сек	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$P'_m \cdot 10^{-11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
0,5	822	13,53	36	19,10	0,300
1,0	582	9,65	36	19,15	0,290
2,5	369	6,13	36	19,19	0,285
5,0	261	4,45	36	19,35	0,261

$$P_A = 10^6 \text{ н/м},$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2,$$

$$\mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2,$$

$$\sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}$$

$$f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$$

$$P_n = 2200 \text{ н/м}^2.$$

Анализ табл. 6 и рис. 15 показывает, что изменение значения  $\rho$  в пределах, характерных для реальных жидкостей, мало сказывается на величине  $x'$ . Однако в жидкостях с большей плотностью эрозионная активность несколько падает (рис. 15). Результаты численного решения уравнений движения позволили установить, что уменьшение эрозионной активности жидкости с ростом  $\rho$  связано с уменьшением кинетической энергии присоединенной массы жидкости при постоянных значениях  $P_A$  и  $f$ .

Как известно [42], кинетическая энергия присоединенной массы жидкости определяется выражением

$$E = 2\pi\rho R^3\dot{R}^2. \quad (19)$$

Сравнение величины  $E$  для различных  $\rho$  было проведено для случая  $\dot{R} = \dot{R}_{\max}$ , когда кинетическая энергия присоединенной массы жидкости была максимальной. Значения постоянных параметров те же, что и в табл. 6.

Полученные результаты обобщены в табл. 7 ( $\rho_0 = 0,5 \cdot 10^3$  н/м<sup>3</sup>);  $E_0$  — энергия присоединенной массы жидкости при  $\rho = \rho_0$ .

Т а б л и ц а 7

Изменение кинетической энергии присоединенной массы жидкости в зависимости от плотности  $\rho$

$\rho \cdot 10^{-3}$ кг/м <sup>3</sup>	$R \cdot 10^6$ м	$\dot{R}_{\max} \cdot 10^3$ м/сек	$E \cdot 10^3$ дж	$\rho/\rho_0$	$E/E_0$
0,5	19,0	3,55	0,271	1	1
1,0	13,0	2,5	0,086	2	0,317
2,5	8,25	1,55	0,0212	5	0,078
5,0	6,0	1,05	0,0074	10	0,027

Данные табл. 7 и рис. 15 показывают, что зависимости  $E/E_0 = f(\rho/\rho_0)$  и  $\kappa' = f(\rho)$  имеют идентичный характер. Следовательно, уменьшение эрозионной активности единичного пузырька связано с тем, что жидкость, имеющую высокую плотность, труднее вывести из состояния равновесия, а следовательно запасаемая в присоединенной массе жидкости кинетическая энергия будет уменьшаться с ростом  $\rho$  при прочих равных условиях. Уменьшение  $E$  с ростом  $\rho$  приводит к снижению  $R_{\max}$  и повышению  $P_{\text{пр}}$  к началу фазы захлопывания. Повышение  $\rho$  выше определенного предела приводит к вырождению кавитационного пузырька в пульсирующий. Решение уравнений движения было проведено для  $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, а значения постоянных величин были взяты такими же, как в табл. 7. В этом случае пузырек пульсировал, не захлопываясь. Экспериментальных исследований зависимости эрозии от плотности не проводилось, так как это связано с большими трудностями подбора жидкости с различным значением  $\rho$  и одинаковыми  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $P_n$ . Можно предположить, что повышение  $\rho$  снижает эффект экранировки на границе излучатель—жидкость за счет уменьшения  $R_{\max}$  кавитационных пузырьков, благодаря чему растет объем области кавитации и условия очистки в объеме моющей жидкости несколько усредняются.

Учитывая, что влияние  $\rho$  на эрозионную активность реальных жидкостей незначительно, решающими факторами при выборе моющей жидкости для удаления конкретных загрязнений должны быть значения  $\mu$  и  $P_n$ , более существенно влияющие на эрозионную активность, а также химическая активность среды.

**Вязкость.** Результаты численного решения уравнения движения для различных  $\mu$  даны в табл. 8. График зависимости  $\kappa' = f(\mu)$  представлен на рис. 16.

Анализ табл. 8 и рис. 16 показывает, что повышение  $\mu$  до величины  $5 \cdot 10^{-2}$  нсек/м<sup>2</sup> почти не влияет на динамику кавитационной полости и ее эрозионную активность. При  $\mu \geq 5 \cdot 10^{-2}$  нсек/м<sup>2</sup> эрозионная активность пузырька возрастает. Это связано с тем, что  $R_{\max}$  пузырька уменьшается

Таблица 8

Влияние вязкости  $\mu$  на динамику кавитационной полости

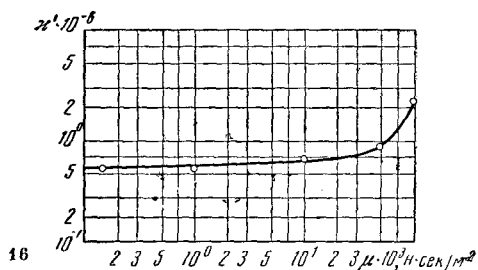
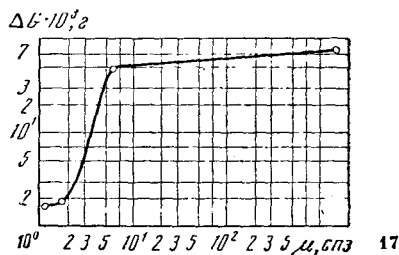
$\mu \cdot 10^3$ н сек/м <sup>2</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$\frac{P'_{\max}}{R} \cdot 10^{11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
0	583	9,74	36	19,23	0,282
0,1	532,5	9,71	36	19,20	0,284
1,0	582	9,65	36	19,15	0,290
10	576	9,03	36	18,67	0,364
50	550	8,25	36	16,77	0,435
100	519	5,80	35	15,79	1,409
1000	86,5 *				

$P_A = 10^6$  н/м<sup>2</sup>,  
 $R = 3,2 \cdot 10^{-6}$  м,  
 $P_0 = 10^5$  н/м<sup>2</sup>,  
 $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  
 $\sigma = 72 \cdot 10^{-3}$  н/м,  
 $f = 2 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>,  
 $P_n = 2200$  н/м<sup>2</sup>.

при одновременном сдвиге во времени (по отношению к периоду колебания) фазы захлопывания. Сдвиг фазы захлопывания приводит к увеличению действующего на стенку пузырька давления  $P_g$ , благодаря чему время захлопывания не растет, а даже сокращается, и повышается  $P_{\max}$  при  $R = R_{\min}$ . Сдвиг во времени фазы захлопывания и уменьшение  $\Delta t$  способствуют уменьшению числа пульсирующих пузырьков, что должно снижать эффект экранировки на границе излучатель—жидкость. Следует, однако, помнить, что с ростом  $\mu$  растут потери звуковой энергии на преодоление сил вязкого трения, а повышение  $\mu$  до  $1$  нсек/м<sup>2</sup> при  $P_A = 10^6$  н/м<sup>2</sup> приводит к вырождению кавитационного пузырька в пульсирующий (см. табл. 8, отмечено звездочкой), что снижает эрозионную активность жидкости при больших  $\mu$ .

Зависимость кавитационной эрозии от вязкости жидкости была исследована в работе [48]. В качестве рабочей жидкости использовалась смесь воды с глицерином. Содержание глицерина в смеси изменялось от 0 до 100%, температура жидкости поддерживалась постоянной. Вязкость в этом случае менялась от 1 до 1500 спз, однако одновременно изменялась, хотя и менее значительно, упругость пара жидкости (от 17 мм для воды при 20° С до 1 мм при использовании чистого глицерина). Анализ графика зависимости эрозии от вязкости (рис. 17) показывает, что по мере увеличения  $\mu$  эрозия растет. Однако ход кривых на рис. 16 и 17 не совпадает.

На рис. 16  $\kappa'$  сначала медленно возрастает с увеличением  $\mu$  до  $5 \cdot 10^{-2}$  нсек/м<sup>2</sup>, а затем растет более круто. Уровень эрозии с ростом вяз-

Рис. 16. Зависимость  $\kappa'$  от вязкости жидкости  $\mu$ Рис. 17. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из сплава Вуда от вязкости жидкости

кости вначале повышается резко, а затем медленно (см. рис. 17). Такое расхождение можно объяснить тем, что при экспериментальной проверке зависимости  $\Delta G$  от  $\mu$  на первом более крутом участке сказывается снижение  $P_n$  за счет уменьшения содержания воды в смеси. Давление насыщенных паров при увеличении содержания глицерина до 80% падает почти в 10 раз.

В следующем параграфе мы покажем, что из всех свойств жидкости изменение  $P_n$  наиболее существенно влияет на эрозионную активность единичного пузырька. Неудивительно поэтому, что снижение  $P_n$  в 10 раз сказалось больше, нежели изменение  $\mu$  примерно во столько же раз. В результате получилось расхождение в ходе экспериментальной и теоретической зависимостей эрозионной активности от  $\mu$ , обусловленное тем, что при экспериментах было невозможно исследовать влияние  $\mu$  «в чистом» виде. В ряде работ [30, 49] указывается что повышение  $\mu$  снижает эрозионную активность жидкости, так как увеличиваются потери звуковой энергии на поглощение. При этом, однако, не учитывалась возможность сдвига начала стадии захлопывания кавитационных пузырьков по фазе, о чем говорилось выше. Экспериментальные данные о снижении эрозии с ростом  $\mu$ , полученные в работе [49], вероятно, объясняются тем, что в качестве источника ультразвуковых колебаний использовался маломощный пьезокерамический преобразователь и уровень  $P_A$  был недостаточен для создания интенсивной кавитации в вязких жидкостях.

Теоретические расчеты и экспериментальные исследования позволяют рекомендовать использовать более вязкие жидкости для удаления прочно связанных с очищаемой поверхностью загрязнений, химически не взаимодействующих с моющей жидкостью и имеющих высокую кавитационную стойкость.

**Упругость пара.** Результаты численного решения уравнения движения для различных значений  $P_n$  приведены в табл. 9. График зависимости  $x' = f(P_n)$  представлен на рис. 18.

Табл. 9 и рис. 18 показывают, что с ростом  $P_n$  эрозионная активность единичного пузырька быстро падает. Существенное влияние  $P_n$  на величину  $x'$  объясняется тем, что  $P_n$  сохраняется постоянным в течение всего периода расширения пузырька, и при  $R = R_{\max}$  величина  $P_n \gg P_r$ ; давление насыщенных паров полностью определяет величину сил, противодействующих захлопыванию пузырька. Эрозионная активность пузырька будет тем меньше, чем больше  $P_n$ .

Экспериментальные исследования зависимости эрозии от  $P_n$  изложены в части V второй книги настоящей монографии, где показано, что с ростом  $P_n$  эрозия алюминиевых образцов в воде уменьшается, если размер образца меньше размеров кавитационной области. Образование кавитационных пузырьков происходило при высоких уровнях  $P_A$  и, следовательно, отсутствовали условия для повышения уровня эрозии за счет увеличения количества кавитационных пузырьков в единице объема жидкости.

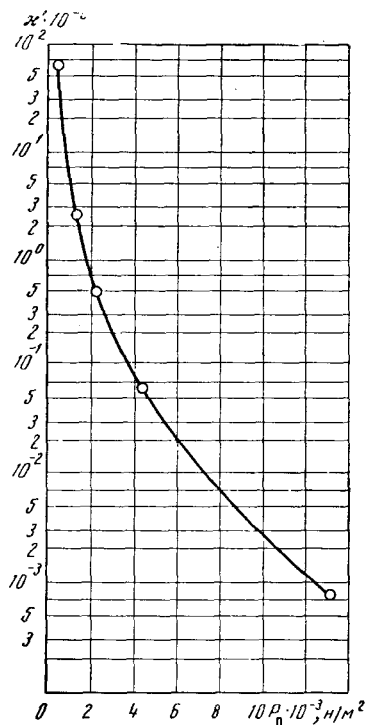


Рис. 18. Зависимость  $x'$  от упругости пара  $P_n$

Таблица 9

Влияние упругости пара на динамику кавитационной полости

$P_n \cdot 10^{-3} \text{ н/м}^2$	$R_{\max} \cdot 10^6 \text{ м}$	$R_{\min} \cdot 10^6 \text{ м}$	$t_{\max} \cdot 10^6 \text{ сек}$	$\Delta t \cdot 10^6 \text{ сек}$	$P'_m \cdot 10^{-11} \text{ н/м}^2$ (при $R = R_{\min}$ )
0,44	581	1,90	36	18,93	38,15
1,32	581,2	5,73	36	19,03	1,39
2,2	582	9,65	36	19,15	0,29
4,4	584	19,74	36	19,47	0,034
13,2	590	86,96	37	20,13	0,00028

$$P_A = 10^6 \text{ н/м}^2,$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2,$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3,$$

$$\sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м},$$

$$f = 2 \cdot 20^4 \text{ сек},$$

$$\mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2.$$

Поэтому при использовании для ультразвуковой очистки жидкостей с высокой упругостью пара (например, органических растворителей — бензина, ацетона, четыреххлористого углерода и др.), необходимо принимать меры, препятствующие повышению  $P_n$  за счет нагревания моющей жидкости в процессе очистки.

### § 5. Зависимость эффективности очистки от температуры и газосодержания моющей жидкости

**Температура.** Повышение температуры до определенных пределов увеличивает химическую активность моющей жидкости; одновременно вязкость и поверхностное натяжение снижаются, а давление насыщенных паров возрастает, что приводит к уменьшению эрозионной активности жидкости и снижению эффективности кавитационного разрушения поверхностных пленок в звуковом поле.

Теоретических исследований влияния температуры на динамику единичной кавитационной полости не проводилось. Учитывая, что с ростом температуры из всех свойств жидкости наиболее существенно меняется давление насыщенных паров, влияние температуры на динамику полости будет, вероятно, аналогично действию  $P_n$ , т. е. с ростом температуры эрозионная активность единичного пузырька может существенно снижаться.

Бечук [10] экспериментально исследовал зависимость эрозии алюминевых образцов от температуры для различных жидкостей (рис. 19). Наличие максимума на графиках, представленных на рис. 19, можно объяснить следующим образом: с повышением температуры благодаря тепловым флюктуациям растет число зародышей, размер которых становится больше критического, другими словами, возрастает число кавитационных пузырьков в каждой единице объема жидкости при одновременном расширении кавитационной области. Повышение температуры вызывает увеличение давления насыщенных паров в пузырьке, вследствие чего снижается интенсивность ударной волны при его захлопывании. Если с ростом температуры дополнительное разрушение образцов  $\Delta G_1$ , связанное с увеличением количества кавитационных пузырьков, превышает снижение эрозии  $\Delta G_2$ , вызванное ослаблением интенсивности ударных волн, то  $\Delta G$  при постоянном времени выдержки образцов возрастает. Если  $\Delta G_1 < \Delta G_2$ , то интенсивность кавитационного разрушения твердых тел в звуковом поле снижается. Характерно, что чем выше  $P_n$  жидкости при данной температуре, тем ниже уровень кавитационной эрозии (при этой же температуре).



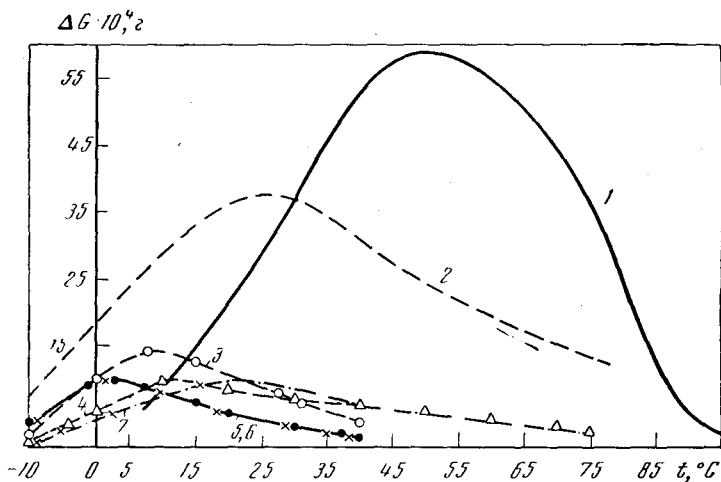


Рис. 19. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из алюминия от температуры для различных жидкостей

1 — вода; 2 — нафталин; 3 — бензин; 4 — спирт; 5 — ацетон; 6 — четыреххлористый углерод; 7 — трихлорэтилен

Значение температуры, соответствующее наибольшей химической активности моющей жидкости, как правило, бывает выше интервала температур, соответствующего максимальному уровню кавитационной эрозии. Так, при удалении окисных пленок с поверхности углеродистой стали в серной кислоте, максимальная химическая активность травильного раствора наблюдается при температуре 80—90°, тогда как наибольший эффект кавитационного разрушения для воды и водных растворов серной кислоты, имеющей близкие с водой физические свойства, наблюдается в интервале температур 45—55°. Это обстоятельство следует учитывать при выборе рабочей температуры для удаления конкретных загрязнений.

При ультразвуковой очистке от загрязнений, химически не взаимодействующих с моющей жидкостью, но имеющих высокую кавитационную стойкость, температуру следует снижать, тогда как при удалении загрязнений, химически взаимодействующих с моющей жидкостью и имеющих низкую кавитационную стойкость, температуру следует повышать, хотя при этом может несколько снижаться эрозионная активность жидкости.

**Газосодержание.** Пульсации кавитационных полостей могут способствовать диффузии растворенного газа из жидкости в полость при расширении пузырька и из полости в жидкость при его сжатии. В стадии расширения размеры пузырька увеличиваются, а площадь его поверхности растет пропорционально  $R^2$ . В стадии сжатия размеры пузырька и площадь соприкосновения с жидкостью уменьшаются. Следовательно, в фазе расширения условия для диффузии газа из жидкости в пузырек более благоприятны и наблюдается так называемая выпрямленная диффузия, т. е. увеличение содержащегося в пульсирующем пузырьке газа<sup>1</sup>. На скорость диффузии, а следовательно, и на содержание газа в пузырьке существенно влияет коэффициент растворимости газа  $\beta$ . Чем выше  $\beta$ , тем быстрее газ диффундирует из жидкости в пузырек, в результате чего снижается эффективность кавитационного разрушения твердых тел [50].

<sup>1</sup> Об этом см. подробно в части IV этой книги, стр. 253.

На рис. 20 представлен график зависимости кавитационной эрозии от коэффициента растворимости различных газов, продуваемых через жидкость с постоянной (130 л/час) скоростью. Из графика ясно, что с увеличением  $\beta$  кавитационная эрозия монотонно убывает, а при больших значениях  $\beta$  (например, при продувке углекислого газа) падает до нуля. Следовательно, эрозионная активность жидкости зависит не только от ее физических свойств, но и от растворимости газа, находящегося над жидкостью. Чем выше растворимость газа и чем больше степень насыщения газом жидкости (последняя может регулироваться за счет изменения расхода продуваемого через жидкость газа), тем ниже эрозионная активность жидкости.

Единственное отклонение от этого правила было отмечено в работе [51], где при продувке через воду небольших количеств азота и кислорода наблюдалось некоторое повышение уровня кавитационной эрозии по сравнению со случаем, когда газ через воду не подавался. Возможно, что имеющееся отклонение было связано с некоторым увеличением числа кавитационных «зародышей», искусственно вводимых в жидкость в виде мельчайших пузырьков газа. Учитывая, что растворимость азота и кислорода в воде незначительна, а расход газа при продувке невысок, рост эрозии за счет увеличения числа центров кавитации мог оказаться более значительным, чем снижение интенсивности ударных волн вследствие незначительного увеличения содержащегося в кавитационных пузырьках газа.

Свойства находящегося над жидкостью газа следует особенно тщательно учитывать при очистке под повышенным статическим давлением, так как в этом случае повышение коэффициента растворимости газа, как будет показано ниже, весьма существенно влияет на снижение уровня кавитационной эрозии.

В заключение приведем составы жидкостей, применяемых для очистки от различных загрязнений.

При ультразвуковой очистке от жировых и механических загрязнений чаще всего используются водные щелочные растворы с добавкой поверхностно-активных веществ. Состав щелочных растворов зависит от материала очищаемых деталей (табл. 10).

Таблица 10

Состав водных растворов для обезжиривания металлов

Металлы	Составляющие, г/л			Температура, °С
	$\text{Na}_3\text{PO}_4$	$\text{Na}_2\text{CO}_3$	Поверхностно-активное вещество ОП-7	
Сталь	30	10	3	50—60
Алюминий	3	—	3	45—55
Медь и ее сплавы	3	3	3	40—45 *

\* Некоторое отклонение от оптимального интервала температур связано с интенсивным окислением меди и ее сплавов.

Для удаления жировых загрязнений можно применять органические растворители, которые имеют невысокую упругость пара. Однако в ряде случаев вследствие высокой токсичности нежелательно применять растворители с низкой упругостью пара (например, четыреххлористый углерод). Органические растворители в процессе ультразвуковой очистки необходимо интенсивно охлаждать и не повышать их температуру выше 20°.

Для одновременного удаления жировых загрязнений животного и минерального происхождения (полировальных паст) весьма перспективно применение псевдоэмульсий, состоящих из щелочных растворов, имеющих такой же состав, как указано в табл. 10, к которым добавляется 10% по объему бензина [61]. В звуковом поле мельчайшие капельки бензина равномерно распределяются по объему. Их химическая активность благодаря большой поверхности велика и они эффективно растворяют масла животного происхождения, существенно ускоряя удаление жировых и механических загрязнений с поверхности. В то же время псевдоэмульсии нетоксичны и взрывобезопасны.

Из органических растворителей для ультразвуковой очистки в последнее время стали широко применяться фреоны (фреон 113 и др.).

Для очистки стальных деталей от окисных пленок применяются водные слабокислотные растворы (табл. 11).

Т а б л и ц а 11

Водные растворы для травления различных марок стали

Сталь	Состав раствора					Температура, °С
	%			г/л		
	HCl	HNO <sub>3</sub>	HF	NaCl	ингибитор БА-6	
Углеродистые марки 45, 48	6	—	—	50	5	40—45
Цементуемые 12ХНЗА, 16ХГТ	20	5	—	—	—	30—35 *
Хромистые 2Х13, Х18	15	5	—	—	—	30—35
Нержавеющие хромо-никелевые Х18Н10Т	—	8	2	—	—	45—50

\* Снижение температуры ниже оптимальной для воды объясняется тем, что соляная кислота имеет значительно более высокую упругость пара, чем вода (при одинаковой температуре).

## § 6. Роль статического давления

При анализе влияния свойств жидкости и параметров звукового поля на эрозионную активность кавитационных пузырьков можно отметить две основные трудности, препятствующие повышению эффективности ультразвуковой очистки.

1. Изменение физических свойств жидкости в направлении повышения ее химической активности (снижение вязкости, повышение температуры, уменьшение поверхностного натяжения) приводит к уменьшению эрозионной активности единичного кавитационного пузырька.

2. Изменение свойств жидкости и параметров звукового поля в направлении, снижающем кавитационную прочность жидкости, а следовательно, способствующем повышению эрозии за счет роста числа кавитационных пузырьков (уменьшение  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $P_n$ ,  $f$  и повышение  $P_A$ ), приводит к снижению эрозионной активности единичного пузырька.

Наличие этих действующих в противоположном направлении зависимостей не позволяет сколько-нибудь существенно увеличить эффективность кавитационной эрозии.

Рассматриваемое в настоящем параграфе увеличение статического давления на первый взгляд страдает тем же недостатком: хотя эрозионная активность единичной кавитационной полости возрастает с увеличением статического давления [52]<sup>1</sup>, но число кавитационных пузырьков

<sup>1</sup> См. также часть VI второй книги настоящей монографии.

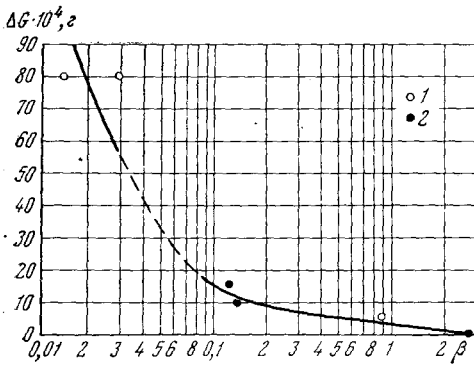


Рис. 20. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из алюминия от коэффициента растворимости  $\beta$

1 — вода; 2 — спирт

существенно уменьшается. Однако [53—56] поддерживая некоторое оптимальное соотношение между статическим давлением  $P_0$  и звуковым давлением  $P_A$ , можно добиться существенного увеличения кавитационной эрозии. При этом, правда, приходится увеличивать подводимую звуковую мощность. Однако эрозионная активность растет гораздо быстрее ( $\sim P_A^4$ ) подводимой мощности, которая пропорциональна  $P_A^2$ , и, таким образом, применение этого метода оправдано не только технически, но и экономически.

Рассмотрим сначала влияние статического давления на динамику роста и захлопывания единичного кавитационного пузырька в звуковом

поле. Результаты численного решения уравнений движения для различных  $P_0$  и  $P_A$  представлены в табл. 12—14. Следует только иметь в виду, что если для нормального атмосферного давления известны кривые распределения зародышей по размерам и мы можем задаться реальным значением  $R_0$ , то для повышенных статических давлений таких данных нет. Поэтому приведенные таблицы рассчитаны для такого значения  $R_0$ , которое будет больше  $R_k$  для всех рассматриваемых в настоящем параграфе случаев.

Таблица 12

Влияние  $P_0$  на динамику кавитационной полости при невысоком значении  $P_A$  на частоте 20 кгц

$P_0 \cdot 10^{-5}$ н/м <sup>2</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$P'_m \cdot 10^{-11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
1	582	9,65	36	19,15	0,291
2	510	3,70	34	14,22	7,969
3	441	2,43	32	11,71	24,0
4	374	1,86	30	9,98	36,95
5	309	1,53	28	8,61	36,99
8	124	1,05	22	4,60	4,319
9	66,2	0,70	19	3,49	1,847
10	16,0*	—	15	—	—

\* Пульсирующий пузырек.

$$P_A = 10^6 \text{ н/м}^2, \\ \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3,$$

$$f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}, \\ \mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2, \\ P_n = 2200 \text{ н/м}^2,$$

$$R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \\ \alpha = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}.$$

Кривые движения единичного пузырька (рис. 21) показывают, что кроме своего непосредственного действия, увеличение  $P_0$  влияет и на положение момента захлопывания пузырька [55], а следовательно, на значение  $\alpha P_A$ . При нормальном атмосферном давлении ( $P_0 = 10^5$  н/м<sup>2</sup>) пузырек резко изменяет свои размеры в тот момент, когда начался следующий отрицательный полупериод (кривая 1). При повышении статического давления до  $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> стадия интенсивного захлопывания заканчивается в положительном полупериоде (кривая 2). Сдвигать фазу

Т а б л и ц а 13

Влияние  $P_0$  на динамику кавитационной полости при повышенном значении  $P_A$  на частоте 20 кгц

$P_0 \cdot 10^{-5}$ н/м <sup>2</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$P'_m \cdot 10^{-11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
1 *	1434	—	38	—	—
10	1138	1,62	34	14,13	5289
15	983	1,08	32	11,63	14897
30	546	0,59	26	7,30	16528
40	272	0,46	22	4,48	2523

\* Пульсирующий пузырек.

$$P_A = 5 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2, \quad f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}, \quad R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad \mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2, \quad \sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м},$$

$$P_n = 2200 \text{ н/м}^2,$$

Т а б л и ц а 14

Влияние  $P_0$  на динамику кавитационной полости при повышенном значении  $P_A$  на частоте 500 кгц

$P_0 \cdot 10^{-5}$ н/м <sup>2</sup>	$R_{\max} \cdot 10^6$ м	$R_{\min} \cdot 10^6$ м	$t_{\max} \cdot 10^6$ сек	$\Delta t \cdot 10^6$ сек	$P'_m \cdot 10^{-11}$ н/м <sup>2</sup> (при $R = R_{\min}$ )
10	48,4	0,088	1,38	0,61	2234
15	43,0	0,064	1,30	0,51	5879
20	37,6	0,059	1,23	0,43	5793
30	27,3	0,085	1,08	0,33	753
40	17,8	0,260	0,93	0,25	5,808

$$P_A = 5 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2, \quad f = 5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}, \quad R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad \mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2, \quad \sigma = 72 \cdot 10^{-3} \text{ н/м},$$

$$P_n = 2200 \text{ н/м}^2$$

захлопывания по отношению к периоду колебаний за счет повышения  $P_0$  можно в самых широких пределах, существенно изменяя тем самым давление, действующее на стенку пузырька. Можно приближенно считать, что при захлопывании кавитационной полости действующее давление равно сумме статического давления и средней величины звукового давления ( $P_{\text{эфф}} = P_0 + \alpha P_A$ ).

Зависимость величин  $\Delta t/T$  и  $P_{\text{эфф}}/P_A$  от соотношения между звуковым и статическим давлением представлено на рис. 22. При соотношении  $P_0/P_A = 0,4$  величина  $P_{\text{эфф}}$  достигает максимума (кривая 1), что бесспорно способствует повышению эрозионной активности пузырька. Одновременно монотонно сокращается время захлопывания (кривая 2).

Увеличение  $P_0$  приводит к снижению  $R_{\max}$  кавитационной полости. При захлопывании сила, действующая на стенку пузырька, уменьшается пропорционально  $R^2$ , а присоединенная масса жидкости — пропорционально  $R^3$ . Следовательно, снижение  $R_{\max}$  до определенных пределов при условии, что  $P_{\text{пр}}$  сохраняется примерно постоянным и равным давлению насыщенного пара, способствует увеличению ускорения и скорости движения

стенки пузырька за счет уменьшения присоединенной массы жидкости в начальной стадии захлопывания.

Важно отметить, что при одновременном повышении  $P_0$  и  $P_A$  и сохранении соотношения между ними постоянной величина  $P_{эфф}$  возрастает пропорционально  $P_A$  (рис. 23). Увеличивая одновременно  $P_0$  и  $P_A$  при оптимальном значении  $P_0/P_A=0,4$ , можно многократно увеличивать эрозионную активность единичного пузырька.

На рис. 24 представлены графики зависимости  $x' = f(P_0)$  для различных значений звукового давления. Анализ этих графиков показывает, что с ростом  $P_0$  от  $10^6$  до  $5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup> максимальное значение критерия увеличивается в 100 раз. Значения  $x'$  при оптимальных значениях  $P_0/P_A$  намного превосходят максимальные значения критерия, получаемые при изменении в любых пределах всех прочих постоянных параметров, входящих в уравнения движения. Теоретически при одновременном увеличении  $P_0$  и  $P_A$  можно, сохраняя оптимальные соотношения между этими величинами, увеличивать  $x'$  неограниченно. Верхний предел эрозионной активности единичного пузырька в этом случае ограничивается лишь уровнем звукового давления, который может быть достигнут при использовании современных источников звуковой энергии.

Повышение статического давления очень сильно влияет на характер кавитационной области. Рост  $P_0$ , с одной стороны, приводит к уменьшению числа кавитационных «зародышей», имеющих  $R_0 > R_k$ , а с другой стороны, — к сокращению числа пульсирующих пузырьков. При определенном соотношении  $P_0/P_A$  крупных пульсирующих пузырьков в жидкости может вообще не быть.

Однако следует помнить, что при  $P_0 \geq P_A$  нет условий для возникновения кавитации в жидкости и размер всех пузырьков становится  $< R_k$ , в результате чего они пульсируют в звуковом поле, мало изменяясь в размерах (кривая 3 на рис. 21). Наконец, повышение  $P_0$  вызывает увели-

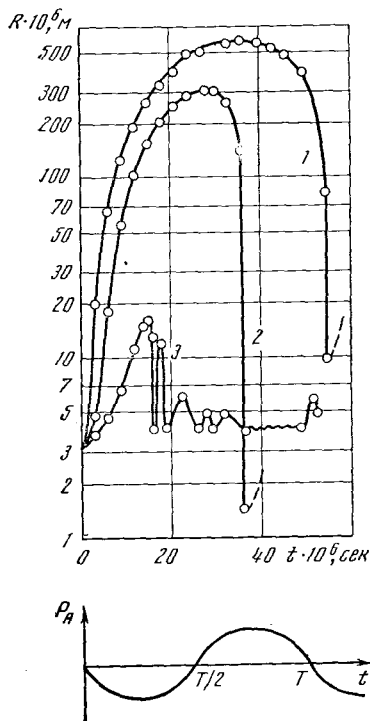
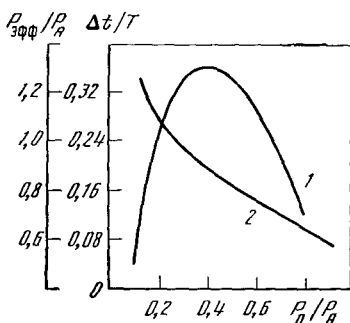


Рис. 21. Изменение радиуса кавитационной полости во времени при постоянном  $P_A=10^6$  н/м<sup>2</sup> и  $f=2 \cdot 10^4$  сек

1 —  $P_0=10^5$  н/м<sup>2</sup>; 2 —  $P_0=5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>; 3 —  $P_0=10^6$  н/м<sup>2</sup>

Рис. 22. Сдвиг фазы захлопывания с изменением  $P_0$

1 — изменение величины  $P_{эфф}/P_A$ ; 2 — изменение величины  $\Delta t/T$



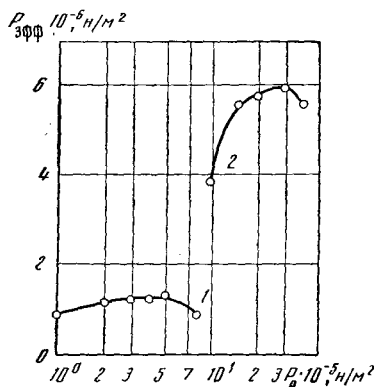
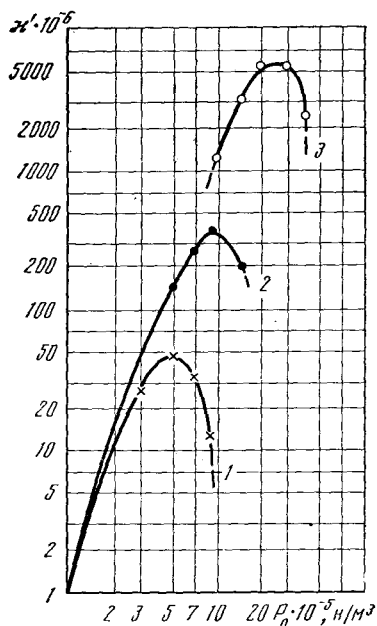


Рис. 23. Зависимость  $P_{эфф}$  от  $P_0$   
 1 —  $P_A = 10^6$  н/м<sup>2</sup>; 2 —  $P_A = 5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>

Рис. 24. Зависимость  $\chi'$  от  $P_0$   
 1 —  $P_A = 10^6$  н/м<sup>2</sup>; 2 —  $P_A = 2 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>;  
 3 —  $P_A = 5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>



чение  $\rho_c$  кавитирующей жидкости за счет уменьшения размеров пузырьков, вследствие чего повышается активное сопротивление нагрузки, о чем свидетельствует уменьшение амплитуды смещения излучателя (рис. 25). Рост активного сопротивления кавитирующей жидкости, находящейся под статическим давлением, сопровождается повышением акустической мощности, отдаваемой преобразователем в нагрузку на участках (кривые 1, 2 рис. 26), соответствующих повышению эрозионной активности жидкости.

Итак, повышение  $P_0$  до определенных значений способствует резкому увеличению эрозионной активности жидкости благодаря 1) уменьшению присоединенной массы жидкости в начальной стадии захлопывания; 2) сдвигу фазы захлопывания, что увеличивает  $P_{эфф}$ ; 3) ликвидации крупных пульсирующих пузырьков.

Вместе с тем при повышении  $P_0$  действуют факторы, снижающие эрозионную активность жидкости: уменьшается число «зародышей», имеющих размер  $R_0 < R_k$ , а величина  $P_{эфф}$ , достигнув максимума, снижается, так как фаза сжатия пузырька начинается в конце положительного полупериода или даже наступает раньше, чем величина  $P_A \sin \omega t$  успевает сменить знак.

Однако действие факторов, понижающих эрозионную активность с ростом  $P_0$ , проявляется лишь при постоянных значениях  $P_A$ . Если повышать величину звукового давления в момент, когда начинает уменьшаться эрозионная активность кавитационных пузырьков, то уровень кавитационного разрушения будет неуклонно возрастать.

На рис. 27 сопоставлены зависимости критерия эрозионной активности и убыли веса образцов из алюминиевого сплава АК-6 в воде от  $P_0$  для различных значений звукового давления [57], величина которого при снятии экспериментальных зависимостей вычислялась для воды по формуле  $P_A = 1,84 A \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> (см. § 3 настоящей главы).

Анализ рис. 27 показывает, что с повышением  $P_A$  максимальные значения  $\chi'$  и  $\Delta G$  достигаются при все более высоких значениях  $P_0$ , а уровень максимума повышается. Характерно, что максимальные значения  $\chi'$  и  $\Delta G$  наблюдаются при близких по величине значениях  $P_0/P_A = 0,4$  для

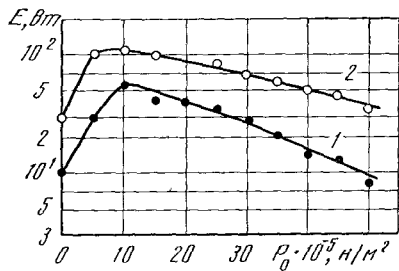
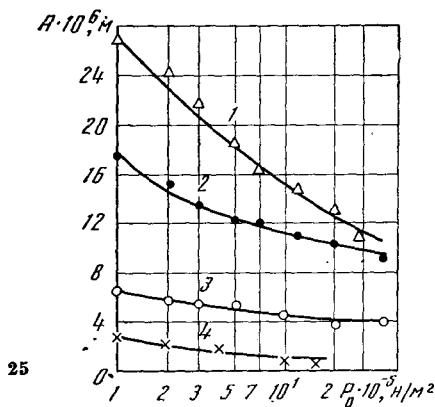


Рис. 25. Зависимость амплитуды смещения  $A$  излучателя в воде от  $P_0$  при частоте 20 кГц

1 —  $A=27$  мк; 2 —  $A=17$  мк; 3 —  $A=7$  мк; 4 —  $A=3$  мк

Рис. 26. Зависимость акустической мощности преобразователя со стержневым излучателем при частоте 20 кГц от  $P_0$  для воды

1 —  $A=10$  мк; 2 —  $A=20$  мк

всех исследованных значений  $P_A$ , что косвенно подтверждает синфазность захлопывания всей совокупности кавитационных пузырьков.

Значительное повышение уровня кавитационного разрушения с ростом  $P_0$  происходит в любых жидкостях, независимо от их физических свойств, газонасыщенности и температуры.

На рис. 28—30 представлены графики зависимости  $\Delta G$  от статического давления [58] для случая, когда параметры звукового поля были постоянными ( $P_A=10^6$  н/м<sup>2</sup>;  $f=2 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>). Анализ графиков показывает, что в жидкостях с высокой упругостью пара (рис. 28) и высокой температурой (рис. 29) повышение  $P_0$  до  $(5-9) \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> увеличивает интенсивность эрозии на один-два порядка.

Абсолютная величина максимума эрозии при постоянных параметрах звукового поля и переменном  $P_0$  зависит от растворимости газа, находящегося над жидкостью (рис. 30).

В работе [58] для исследования зависимости уровня эрозии от растворимости газов были использованы азот, аргон, гелий и углекислый газ.

Экспериментально установлено, что самый высокий уровень эрозии при постоянных затратах звуковой энергии и оптимальном значении  $P_0/P_A$  получается при использовании для создания избыточного давления аргона и азота, имеющих более высокую, чем гелий, и более низкую, чем углекислый газ, растворимость в воде. Вероятно, более существенное повышение уровня эрозии при создании избыточного давления за счет газа со средней растворимостью объясняется тем, что снижение коэффициента растворимости  $\beta$  уменьшает число кавитационных «зародышей», но в то же время снижает  $P_{пр}$  при  $R=R_{max}$ , тогда как увеличение  $\beta$  повышает газосодержание пузырька при  $R=R_{max}$ , причем одновременно растет число пузырьков, имеющих  $R_j > R_k$ .

Повышение статического давления до определенных пределов не только усиливает процесс кавитационного разрушения твердых тел в звуковом поле, но и увеличивает скорость акустических течений. Этот эффект был зафиксирован с помощью высокоскоростной киносъемки для случая, когда вертикальные глухие каналы заполнялись водой. Объектом исследова-



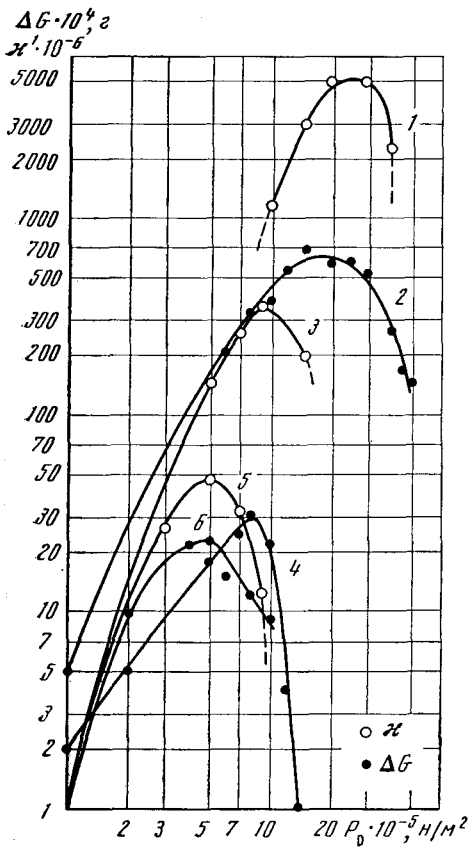
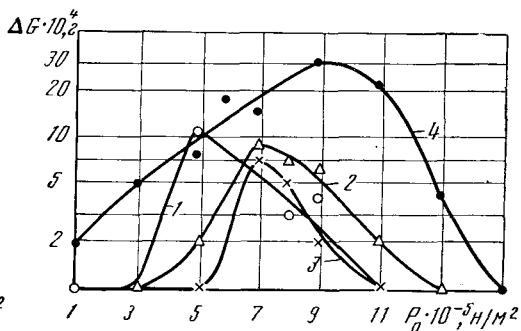


Рис. 27. Зависимость критерия эрозионной активности и величины кавитационной эрозии  $\Delta G$  от  $P_0$  для различных давлений  
1 и 2 —  $P_A = 5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>; 3 и 4 —  $P_A = 2 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>; 5 и 6 —  $P_A = 10^6$  н/м<sup>2</sup>

Рис. 28. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из сплава АК-6 от  $P_0$  для различных жидкостей  
1 — четыреххлористый углерод; 2 — бензин; 3 — трихлорэтилен; 4 — вода



дований служили образцы из органического стекла, в которых на глубину около 50 мм высверливались отверстия диаметром 4 мм. Образцы помещались в заполненную водой прозрачную камеру, закрепленную в узле смещения полуволнового цилиндрического инструмента. Источником колебаний служил магнитоэлектрический преобразователь с обратной акустической связью (частота 20 кгц, амплитуда смещения излучателя 15 мк). На кинограммах представлены различные стадии заполнения канала по мере повышения давления в камере. При атмосферном давлении воздушный пузырек из канала не удаляется, а поверхность жидкости слегка колеблется (рис. 31, а). При отключении звука и повышении давления до  $4 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> пузырек уменьшается в размерах (рис. 31, б) и сразу после включения звука разделяется на множество более мелких пузырьков (рис. 31, в). Спустя 20 сек после включения звука мелкие пузырьки интенсивными потоками вытесняются из канала и он заполняется водой (рис. 31, г).

Для более детального исследования характера скорости течений<sup>1</sup> в жидкость помещались стальные шары диаметром 0,66 и 2,48 мм. Траектория движения шаров различной массы при давлениях 5 и 10 атм была зафиксирована с помощью киносъемки частотой 650 кадров в секунду. Съемка проводилась в отраженном свете. Полученные киноленты рассматривались через оптический проектор, и траектории движения шаров в соответствующем масштабе переносились на графики, по которым

<sup>1</sup> Подробнее о течениях см. часть III второй книги настоящей монографии.

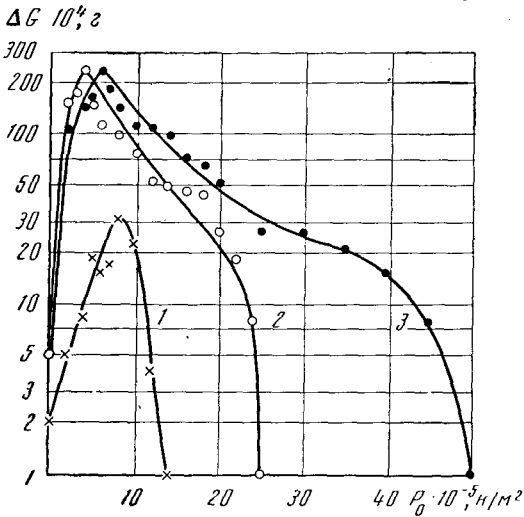


Рис. 29. Зависимость уменьшения веса образцов из сплава АК-6 от  $P_0$  для воды при различной температуре

1 —  $t=20-30^\circ\text{C}$ ; 2 —  $t=50-60^\circ\text{C}$ ; 3 —  $t=80-90^\circ\text{C}$

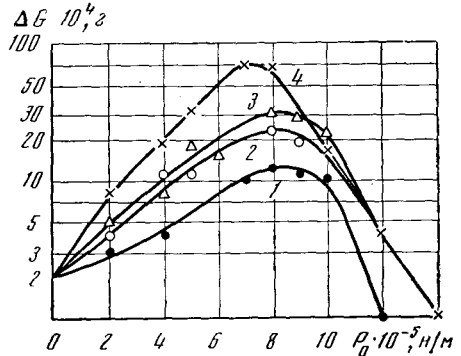


Рис. 30. Зависимость уменьшения веса образцов из сплава АК-6 от  $P_0$  для воды при повышении избыточного давления за счет газов с различной растворимостью

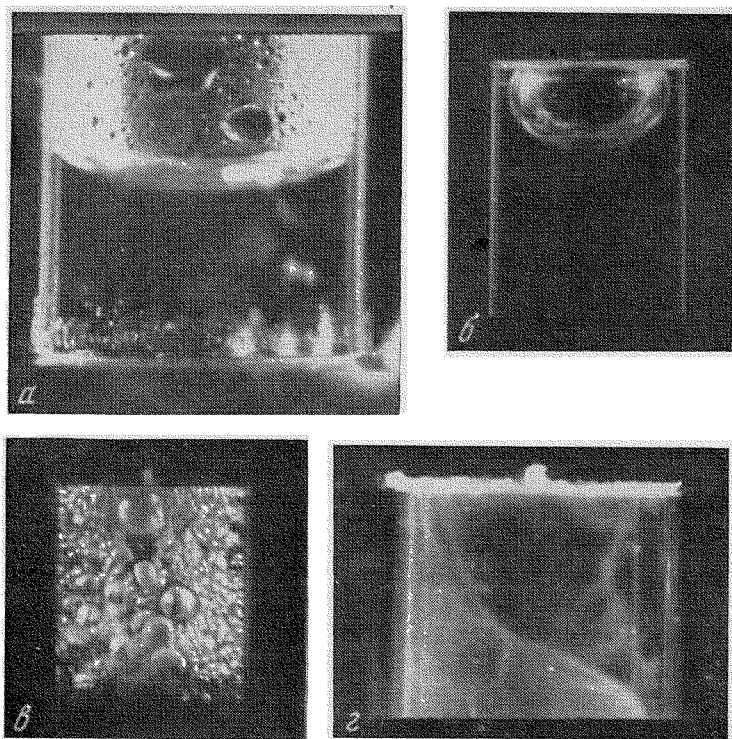
1 — углекислый газ; 2 — гелий; 3 — аргон; 4 — азот

путем статистической обработки результатов экспериментов и последующих расчетов определялись скорость и направление образующихся в жидкости потоков [59]. Характерные траектории движения шаров при различных статических давлениях представлены на рис. 32, где по оси абсцисс отложено в безразмерных координатах расстояние от центра излучателя до стенки камеры, а по оси ординат — высота подъема шаров.

Анализ графиков и кинокадров позволяет отметить ряд характерных особенностей движения шаров. При атмосферном давлении (рис. 32, а) траектория движения шаров диаметром 2,48 мм близка к прямолинейной (кривые 2, 4). Шары диаметром 0,66 мм несколько отклоняются от прямолинейного движения (кривые 1, 3), особенно при движении вверх. Перемещение шаров происходит в основном вследствие удара о торец излучателя.

Повышение давления до 10 атм (рис. 32, б) сопровождается резким искажением траектории движения шаров, особенно при их движении вверх; шары движутся в ряде случаев по петлеобразным траекториям и длительное время удерживаются потоками во взвешенном состоянии, не касаясь торца излучателя. Масштаб образующихся замкнутых потоков приблизительно кратен  $\lambda/2$ . Во всех случаях скорость восходящих потоков выше скорости нисходящих потоков.

В рассматриваемом случае течения в жидкости, по-видимому, являются суперпозицией экартовского течения, возникающего в результате потерь на образование кавитации и направленного снизу вверх, и рэлеевских течений, возникающих в поле стоячих волн и имеющих масштаб  $\lambda/2$ . В некоторых точках поля эти потоки складываются, в других — вычитаются, но скорость подъема всегда больше скорости падения, потому что экартовское течение приблизительно одинаково во всех точках и всегда направлено от излучателя.



**Рис. 31.** Заполнение глухих каналов жидкостью в звуковом поле при повышенном статическом давлении

*a* — звук включен,  $P_0 = 10^5$  н/м<sup>2</sup>; *б* — звук выключен,  $P_0 = 4 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>; *в* — воздушный пузырек разделяется акустическими течениями после включения звука,  $P_0 = 4 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>; *г* — конечная стадия заполнения канала,  $P_0 = 4 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>

Для определения скорости шаров, находящихся на различных расстояниях от поверхности излучателя, траектория движения каждого шара разбивалась на участки, время прохождения которых в среднем составляло 0,015 сек. Считая среднюю скорость  $\bar{v}$  движения шарика в пределах этого участка постоянной, удалось определить, как она меняется по высоте столба жидкости. Оказалось, что при повышенном давлении наблюдаются периодически чередующиеся пиковые изменения средней скорости движения шаров, тем более значительные, чем дальше шар удален от поверхности излучателя.

Полученные кинограммы подтвердили зависимость скорости потоков от интенсивности кавитации, которая меняется в широких пределах при изменении звукового и статического давлений.

Зная локальные скорости движения шара, можно определить скорость потоков на разных участках. Считая, что движущая сила есть результат действия силы тяжести, выталкивающей силы, силы трения и силы со стороны потока  $F_s$ , и принимая значение  $\bar{v}$  за время  $\Delta \tau$  постоянным, получаем

$$m \frac{\Delta v}{\Delta \tau} = \frac{4}{3} \pi a^3 g (d - \rho) - 6 \pi \mu a \bar{v} + F_s, \quad (20)$$

где  $m$  — масса шара;  $\Delta v$  — разность между конечной скоростью  $v'$  шара на рассматриваемом участке траектории и начальной скоростью  $v$  за время  $\Delta t = 0.015$  сек;  $d$  — плотность стали;  $\bar{v}$  — средняя скорость движения шара за время  $\Delta \tau$ ;  $a$  — радиус шара;  $g$  — ускорение свободного падения.

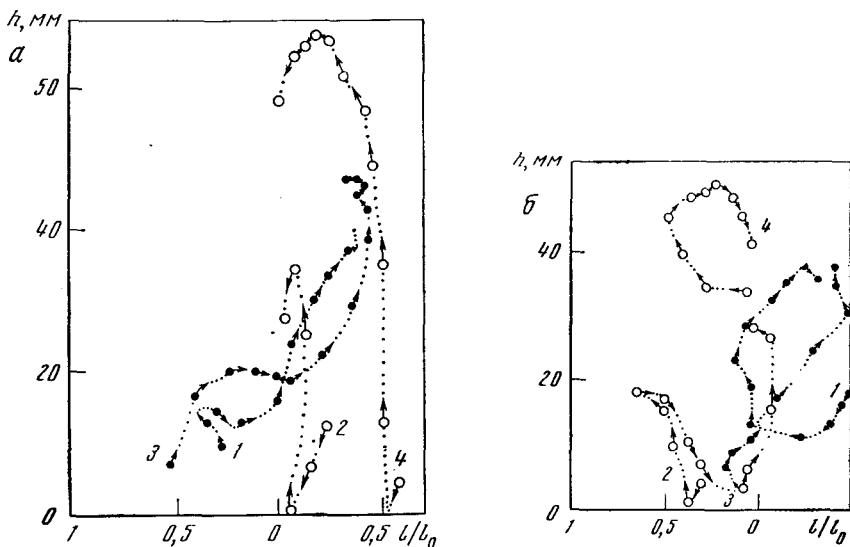


Рис. 32. Характерные траектории движения шаров диаметром 0,66 мм (кривые 1, 3) и диаметром 2,48 мм (кривые 2, 4)

а — при атмосферном давлении; б — при давлении 10 атм

При движении шара вниз  $F_s > 0$ ; при движении вверх  $F_s < 0$ . Если принять, что взаимодействие шара с потоком неупругое, то результирующие скорости шара и потока по закону сохранения количества движения будут одинаковыми и равными  $v'$ . Обозначим скорость потока до удара  $u$ , а время взаимодействия  $\Delta\tau$ ; тогда

$$F_s \Delta\tau = M \Delta u, \quad (21)$$

где  $M$  — масса жидкости;  $\Delta u = u - v'$  — изменение скорости в результате взаимодействия шара с потоком. Принимая массу жидкости, взаимодействующей с шаром,  $M = 4\pi d^2 u \rho \Delta\tau$ , имеем

$$u^2 - v'u - \frac{F_s}{4\pi d^2 \rho} = 0. \quad (22)$$

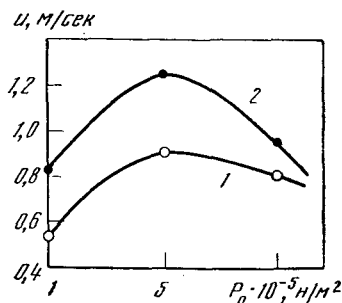
Определив  $F_s$  из (20) и подставляя полученные значения в выражение (22), находим скорость потока  $u$ .

На рис. 33 представлена зависимость максимальной скорости нисходящих и восходящих потоков от  $P_0$  для центральной зоны ( $0 \leq l/l_0 \leq 0,2$ ). Анализ графика показывает, что максимальная скорость потоков достигается при  $P_0 = 6 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> и составляет 1,25 м/сек. При атмосферном давлении скорость потоков примерно в 1,5 раза ниже, чем при оптимальных соотношениях звукового и статического давлений.

Возрастание скорости акустических течений способствует равномерной очистке мелких деталей под повышенным давлением, так как детали, перемещаясь под действием потоков во всем объеме жидкости, то попадают в область кавитации, то выходят из нее, благодаря чему обеспечивается равномерное удаление загрязнений со всей партии деталей, одновременно загружаемых в технологическое устройство.

Повышение статического давления до определенных пределов позволяет создать оптимальные условия для удаления загрязнений за счет сочетания максимальной кавитационной и химической активности жидкости. Однако при ультразвуковой очистке повышение  $P_0$  не всегда должно доводиться до уровня, соответствующего максимуму эрозии, так как в этом

Рис. 33. Зависимости скоростей нисходящих (1) и восходящих (2) потоков от  $P_0$



случае, наряду с разрушением пленки загрязнений, может произойти кавитационное разрушение очищаемого изделия.

В ряде случаев на частоте 20 кГц при интенсивности около 5  $вт/см^2$  достаточно повысить давление до  $(2-3) \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>, чтобы добиться существенного увеличения скорости очистки и разрушить пленки с высокой адгезией к поверхности (нагар и др.) в химически нейтральных средах.

### § 7. Приближенные методы вычисления величин, входящих в критерий эрозионной активности

В предыдущих параграфах было показано, что абсолютная величина критерия эрозионной активности позволяет качественно оценить уровень кавитационного разрушения, который можно ожидать в зависимости от свойств жидкости и параметров звукового поля. Вычислив критерий  $\chi'$ , в ряде случаев возможно с достаточной степенью точности определить эрозионную активность звукового поля для различных жидкостей и выбрать в зависимости от вида удаляемых с поверхности загрязнений оптимальную рабочую среду, а также наиболее экономичные режимы работы ультразвукового оборудования.

Решение уравнений движения на ЭВМ — достаточно трудоемкая задача, поэтому особый интерес представляют приближенные методы вычисления  $\chi'$ .

Некоторые величины, входящие в критерий, можно определить, упростив уравнение движения так, чтобы его можно было проинтегрировать, не внося при этом значительных погрешностей в конечный результат. Другие величины можно определить, проведя статистическую обработку результатов численных решений путем вывода экспериментальных формул, справедливых при определенных граничных условиях.

Прежде чем приступить к выводу формул для определения  $R_{\max}$ ,  $R_{\min}$  и  $\Delta t$ , следует решить, какими параметрами в уравнении движения можно пренебречь, чтобы его упростить, а какие величины следует вычислять особенно тщательно, чтобы избежать грубых ошибок.

Анализ результатов численного решения уравнения движения позволяет упростить его, отбросив члены, учитывающие вязкость и поверхностное натяжение жидкости. Но нельзя пренебрегать значением  $P_n$ .

Учитывая, что сдвиг момента захлопывания по фазе существенно влияет на динамику кавитационной полости, во всех случаях следует заменить действительное значение звукового давления средним значением  $\alpha P_A$ , действующим на данном отрезке времени, а не его амплитудным значением.

С учетом изложенных замечаний, приступим к приближенным расчетам величин, входящих в критерий эрозионной активности.

**Определение  $R_{\max}$ .** Расчет  $R_{\max}$  с учетом изменяющегося звукового давления проведен в работе [43]. Пусть кавитационный пузырек расширяется

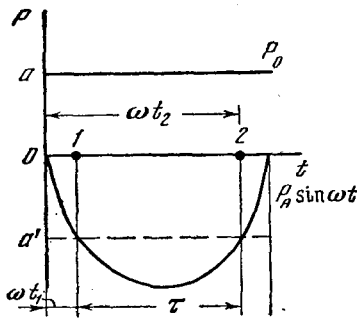


Рис. 34. Схема для вычисления  $P_{эфф}$

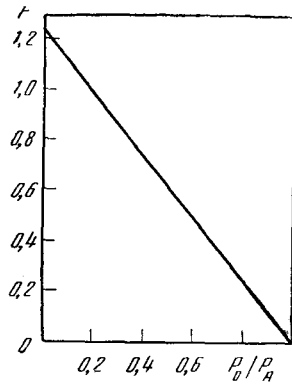


Рис. 35. График зависимости  $F = \varphi(P_0/P_A)$

под действием силы  $P'_g = -P_A \sin \omega t + P_0$  (рис. 34). В интервале времени  $t_1 \leq t \leq t_2$  величина  $P_A \sin \omega t \geq P_0$  и энергия звукового поля, если пренебречь потерями на вязкое трение и силы поверхностного натяжения, переходит в энергию присоединенной массы жидкости

$$4\pi R^2 P'_g t = mv_s \quad (23)$$

Здесь  $f$  — радиус полости;  $m$  — присоединенная масса жидкости;  $v$  — скорость движения жидкости.

Согласно [42] имеем

$$\frac{mv^2}{2} = 2\pi\rho R^3 \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 \quad (24)$$

Принимая для приближенного расчета

$$v = \frac{dR}{dt},$$

на основе уравнений (23) и (24) получаем

$$\frac{P'_g}{\rho} t = R \frac{dR}{dt} \quad (25)$$

Интегрируя и полагая, что  $R_0 \ll R_{\max}$ , а  $P'_g = P_{эфф}$ , имеем

$$R_{\max} = \tau \sqrt{\frac{P_{эфф}}{\rho}}, \quad (26)$$

где  $\tau$  — интервал времени, в течение которого к полости приложено давление  $P_{эфф}$ .

Величину  $\tau$  можно определить из соотношения (см. рис. 34)

$$\tau = \frac{\pi - 2 \arcsin P_0/P_A}{\omega} = \frac{2 \arccos P_0/P_A}{\omega} \quad (27)$$

Величина эффективного давления, действующего на полость в стадии расширения за время  $\tau$ , определяется выражением

$$P_{эфф} = \frac{2P_A}{\omega\tau} \cos \omega t_1 - P_0 \quad (28)$$

Подставляя значение  $\cos \omega t_1 = (1 - P_0^2/P_A^2)^{1/2}$  в выражение (28), получаем

$$P_{эфф} = \frac{2P_A}{\omega\tau} \left(1 - \frac{P_0^2}{P_A^2}\right)^{1/2} - P_0 \quad (29)$$

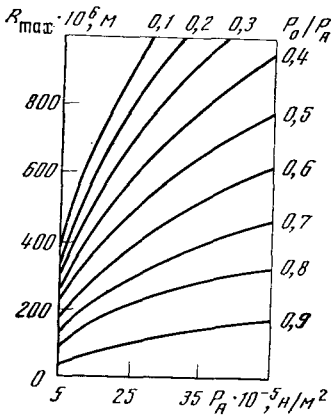


Рис. 36. Определение  $R_{\max}$  в зависимости от значений величины  $P_0/P_A$  для различных  $P_A$ .

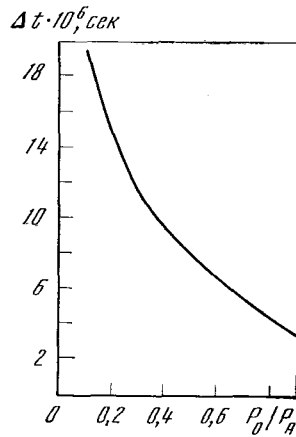


Рис. 37. Определение величины  $\Delta t$  в зависимости от  $P_0/P_A$ .

Подставляя значение  $\tau$  из (27) и значение  $P_{\text{эфф}}$  из (29) в (26), после преобразований получаем

$$R_{\max} = \frac{\arccos P_0/P_A}{\pi f} \sqrt{\frac{P_A}{\rho} \left[ \frac{\left(1 - \frac{P_0^2}{P_A^2}\right)^{1/2}}{\arccos \frac{P_0}{P_A}} - \frac{P_0}{P_A} \right]}. \quad (30)$$

Для упрощения полученного выражения введем величину

$$F = \arccos \frac{P_0}{P_A} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{P_0^2}{P_A^2}\right)^{1/2}}{\arccos \frac{P_0}{P_A} P_A}}; \quad (31)$$

тогда выражение для  $R_{\max}$  можно записать в виде

$$R_{\max} = \frac{F}{\pi f} \sqrt{\frac{P_A}{\rho}}. \quad (32)$$

На рис. 35 приведена зависимость функции  $F$  от величины  $P_0/P_A$ . Из графика следует, что функция  $F$  близка к линейной. Следовательно, с достаточной степенью точности соотношение (31) можно записать в виде

$$F = 1,25 \left(1 - \frac{P_0}{P_A}\right). \quad (33)$$

Используя соотношения (32) и (33), получим окончательную формулу для определения величины максимального радиуса кавитационной полости в звуковом поле

$$R_{\max} = \frac{0,4}{f} \left(1 - \frac{P_0}{P_A}\right) \sqrt{\frac{P_A}{\rho}}. \quad (34)$$

Значения  $R_{\max}$ , вычисленные по формуле (34) и полученные при решении уравнений динамики кавитационной полости на ЭВМ при  $0,1 \leq P_0/P_A \leq 0,8$ , совпадают с точностью до 3,5%. График зависимости  $R_{\max} = f(P_0/P_A)$  для различных  $P_A$  представлен на рис. 36.

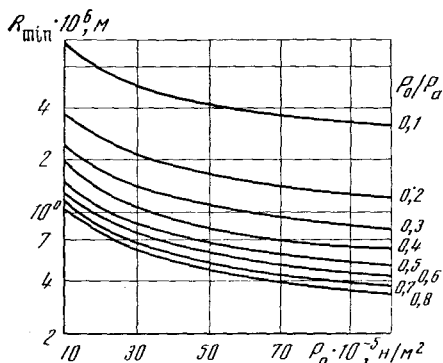


Рис. 38. Определение  $R_{\min}$  в зависимости от  $P_0/P_A$

**Определение  $\Delta t$ .** Время захлопывания пузырька с достаточной степенью точности (см. § 6 настоящей главы) определяется по формуле Рэлея. Трудности определения  $\Delta t$  вызваны тем, что величина действующего звукового давления ( $\alpha P_A$ ) не поддается аналитическим методам расчета. Статистическая обработка результатов численного решения уравнения движения позволяет предложить для определения действующего в стадии захлопывания давления следующую формулу:

$$P_{\text{эфф}}/P_A = -3,4(P_0/P_A)^2 + 2,9(P_0/P_A) + 0,6. \quad (35)$$

После подстановки значения  $R_{\max}$ , определяемого выражением (34), формула для  $\Delta t$  получает вид

$$\Delta t = \frac{0,36}{f} \left(1 - \frac{P_0}{P_A}\right) \sqrt{\frac{P_A}{P_{\text{эфф}}}}. \quad (36)$$

Подставляя выражение (35) в (36), получаем

$$\Delta t = \frac{0,36}{f} \left(1 - \frac{P_0}{P_A}\right) \sqrt{\frac{1}{2,9P_0/P_A - 3,4(P_0/P_A)^2 + 0,6}}. \quad (37)$$

Значения  $\Delta t$ , вычисленные по формуле (37) и на ЭВМ, отличаются не более чем на 5% для  $0,1 \leq P_0/P_A \leq 0,8$ . График зависимости  $\Delta t = f(P_0/P_A)$  для частоты 20 кГц представлен на рис. 37.

**Определение  $R_{\min}$ .** Величину  $R_{\min}$  можно определить, воспользовавшись выражением для скорости захлопывания кавитационной полости [60]:

$$R^2 = \frac{2}{3} \frac{P_g}{\rho} \left\{ \left( \frac{R_{\max}^3}{R^3} - 1 \right) - \frac{\delta}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{R_{\max}}{R} \right)^{3\gamma} \left( \frac{R_{\max}}{R} \right)^3 \right] \right\}; \quad (38)$$

здесь  $\delta = P_{\text{пр}}/P_{\text{эфф}}$  — коэффициент паросодержания, равный отношению давления парогазовой смеси в пузырьке при  $R = R_{\max}$  к действующему извне давлению. Подставляя в (38)  $R = R_{\min}$  и учитывая, что в этом случае  $\dot{R} = 0$ , получаем при  $\gamma = 4/3$

$$\frac{R_{\max}}{R_{\min}} = \frac{1 + 3\delta}{3\delta}. \quad (39)$$

Подставляя в (39) выражение (34), получаем

$$R_{\min} = \frac{0,4}{f} \left(1 - \frac{P_0}{P_A}\right) \sqrt{\frac{P_A}{\rho} \frac{3\delta}{1 + 3\delta}}. \quad (40)$$

Если принять  $P_{\text{пр}} = P_n$ , величина  $\delta$  определяется следующим образом:

$$\delta = \frac{P_n/P_A}{P_{\text{эфф}}/P_A}. \quad (41)$$

Подставив в выражение (41) значение  $P_{\text{эфф}}$  из (35), получим

$$\delta = \frac{P_n}{P_0} \frac{P_0/P_A}{2,9(P_0/P_A) - 3,4(P_0/P_A)^2 + 0,6}. \quad (42)$$



Подставляя значения  $\delta$  в формулу (40), получаем

$$R_{\min} = \frac{1,2P_n(1 - P_0/P_A)}{f\sqrt{P_A\rho}(2,9P_0/P_A - 3,4(P_0/P_A)^2 + 3P_n/P_A + 0,6)}. \quad (43)$$

Значения  $R_{\min}$ , вычисленные по формуле (43) и на ЭВМ, отличаются не более чем на 15% для значений  $0,2 \leq P_0/P_A \leq 0,8$ . График зависимости  $R_{\min} = f(P_A)$  для частоты 20 кГц и различных отношений  $P_0/P_A$  представлен на рис. 38 ( $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $P_n = 2200$  н/м<sup>2</sup>).

Таким образом, суммарная погрешность при вычислении  $\chi'$  приближенными методами по сравнению с расчетами на ЭВМ в случае использования формул (34), (37) и (43) не превышает 25% при  $0,1 \leq P_0 \leq 0,8$

## § 8. Ряд эрозионной активности

Обобщенные данные о влиянии различных параметров на величину критерия эрозионной активности приведены в табл. 15. Анализируя в целом влияние всех параметров, входящих в уравнение динамики кавитационной полости, можно предложить следующий ряд их эрозионной активности для единичного кавитационного пузырька, не взаимодействующего с окружающими пузырьками:

$$\sigma, R_0, \rho, f, \mu, P_n, P_0$$

Таблица 15

Влияние параметров звукового поля, статического давления и физических свойств жидкости на критерий эрозионной активности

$P_n$		$\sigma$		$\rho$		$\mu$	
$P_n \cdot 10^{-3}$ н/м <sup>2</sup>	$\chi \cdot 10^{-6}$	$\sigma \cdot 10^3$ н/м	$\chi \cdot 10^{-6}$	$\rho \cdot 10^{-3}$ кг/м <sup>3</sup>	$\chi \cdot 10^{-6}$	$\mu \cdot 10^3$ нсек/м <sup>2</sup>	$\chi \cdot 10^{-6}$
0,44	74	14,4	0,530	0,5	0,580	0,1	0,560
1,32	2,78			1,0	0,575	1,0	0,575
2,2	0,57	43,2	0,550	2,0	0,560	10,0	0,690
4,4	0,064	57,6	0,570			50,0	0,880
13,2	0,00076	72,5	0,575	5,0	0,520	100,0	2,28

$$P_A = 10^8 \text{ н/м}^2, \quad P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2, \quad f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}, \quad R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

$f$		$R_0$		$P_0$	
$f \cdot 10^{-4}$ сек <sup>-1</sup>	$\chi \cdot 10^{-6}$	$R_0 \cdot 10^6$ м	$\chi \cdot 10^{-6}$	$\rho_0 \cdot 10^{-6}$ н/м <sup>2</sup>	$\chi \cdot 10^{-6}$
2	0,575	1,0	0,68	1	0,575
4	0,537	2,0	0,66	3	26,05
10	0,47	3,2	0,575	5	47,75
50	0,064	5,0	0,525	8	17,50
—	—	—	—	9	12,30

$$\mu = 10^{-3} \text{ нсек/м}^2, \quad P_n = 2200 \text{ н/м}^2, \quad \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad \sigma = 72,5 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}, \quad P_A = 10^6 \text{ н/м}^2.$$

$$P_0 = 10^5 \text{ н/м}^2, \quad R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}, \quad \rho_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ н/м}^2,$$

$$f = 2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}, \quad R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

Параметры в ряду располагаются последовательно слева направо по мере возрастания их роли в увеличении критерия  $\chi'$ . Так, поверхностное натяжение жидкости при изменении его в пределах, характерных для реальных жидкостей, позволяет увеличивать эрозионную эффективность в меньшей степени, чем любой другой параметр в ряду, тогда как изменению  $P_0$  в определенных пределах может наиболее существенно (по сравнению со всеми прочими параметрами) увеличивать эрозионную эффективность звукового поля. Для кавитационной области ряд эрозионной активности безусловно требует уточнения: например роль звукового давления в увеличении эрозионной активности звукового поля будет, вероятно, несколько большей, чем  $f$  и  $\mu$ .

Анализ результатов решений уравнений динамики кавитационной полости и экспериментальных исследований зависимости эрозии от параметров звукового поля и свойств жидкости позволяет сделать следующие основные выводы.

1. На эрозионную активность звукового поля в жидкости больше влияют те параметры, которые существенно изменяют величину сил, противодействующих захлопыванию пузырька за счет снижения коэффициента паросодержания и уменьшения присоединенной массы жидкости при  $R=R_{\max}$  при одновременном сдвиге фазы захлопывания по отношению к периоду колебаний в сторону получения наибольших значений давления, действующего на пузырек в фазе сжатия.

2. На увеличение эрозионной активности больше всего влияет изменение внешнего статического давления. Повышение отношения  $P_0/P_A$  до значений 0,4 позволяет ускорить процесс кавитационного разрушения твердых тел в звуковом поле на несколько порядков без увеличения потребляемой энергии.

3. В процессах ультразвуковой очистки следует особо внимательно выбирать моющие жидкости, подбирая их физические свойства так, чтобы высокая эрозионная активность сочеталась с активным химическим воздействием среды на загрязнение.

## Глава 3

### КАВИТАЦИОННО-АБРАЗИВНАЯ ЭРОЗИЯ

#### § 1. Механизм кавитационно-абразивного разрушения

Эрозионную активность звукового поля можно повысить, добавляя в жидкость тонкодисперсные абразивные частицы, размеры которых соизмеримы с радиусом действия ударной волны, возникающей при захлопывании кавитационной полости. В этом случае, помимо чисто кавитационного разрушения твердых тел, в звуковом поле происходит дополнительная обработка их поверхности мельчайшими абразивными частицами, находящимися во взвешенном состоянии. Перемещающиеся под действием акустических течений абразивные частицы можно рассматривать как микрорезающие инструменты, которые срезают микронеровности и деформируют поверхность обрабатываемого материала, оставляя на ней следы в виде царапин. Не исключено, что отдельные мельчайшие частицы, попадая в зону действия ударных волн, возникающих при захлопывании кави-

тационных пузырьков, приобретая высокие скорости, могут производить дополнительные разрушения за счет прямого удара частиц о поверхность твердого тела.

Следует сразу оговориться, что заметное увеличение уровня эрозии при добавлении в жидкость абразивных частиц наблюдается лишь при повышении статического давления до определенных пределов, когда значительно возрастает интенсивность ударных волн при захлопывании кавитационных пузырьков и скорость акустических течений в жидкости. При нормальном атмосферном давлении добавка абразивных частиц в кавитирующую жидкость не увеличивает уровень эрозии, если нет прямого удара излучателя по частичке абразива, зажатой между рабочим торцом излучателя и обрабатываемой поверхностью, как при ультразвуковом резании [62].

Закономерности и механизм кавитационно-абразивного разрушения твердых тел в звуковом поле пока изучены слабо. Однако первые экспериментальные исследования в этой области [63] определили совершенно новое направление использования мощных ультразвуковых колебаний — сглаживание неровностей и острых кромок на поверхности очищаемых изделий путем их обработки в абразивной суспензии, находящейся под повышенным статическим давлением, в частности снятие заусенцев с мелких прецизионных деталей.

Главным преимуществом этого процесса (по сравнению с виброгалтовкой и другими известными способами удаления заусенцев) является сохранение формы и точных размеров деталей, изготовленных с микронными допусками.

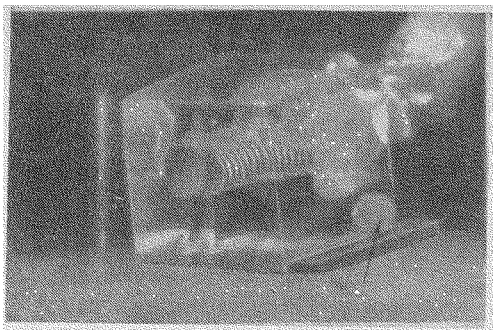
Механизм процесса исследовался с помощью скоростной киносъемки с частотой около 3000 кадров в секунду [63]. Сначала на прозрачных моделях — пластинках из органического стекла, на кромках которых имелись заусенцы высотой до 2 мм, исследовалась возможность разрушения заусенцев под действием только кавитации. Для этого пластинка неподвижно закреплялась на расстоянии 5—7 мм от излучателя в герметичной камере, которая заполнялась водой. Избыточное давление создавалось сжатым азотом. Съемка производилась при атмосферном и повышенном ( $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>) давлении.

Анализ показал, что кавитационные пузырьки сосредотачиваются в месте соединения заусенца с пластинкой. При атмосферном давлении пульсации этих пузырьков не приводят к разрушению заусенца (рис. 39).

С повышением давления до  $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup> заусенец на аналогичной модели почти полностью разрушается примерно за 3 сек. Отдельные стадии разрушения острой кромки и основания заусенца представлены на рис. 40. Через 0,013 сек после включения звука у основания разрушается и отделяется от детали заусенец, слабо связанный с пластинкой (рис. 40, а, б); через 0,5 сек у основания более крупного заусенца появляется трещина (рис. 40, в), которая быстро растет и в последующие 0,02 сек достигает края пластинки (рис. 40, г); еще через 2,3 сек заусенец разрушается не только у основания, но и со стороны острой кромки (рис. 40, д).

Характерна избирательность процесса: в первую очередь разрушается место соединения заусенца с пластинкой и его острая кромка, а поверхность самой пластинки не имеет следов эрозии. Это происходит потому, что на границе заусенец—деталь сосредотачиваются кавитационные пузырьки, а также потому, что эта граница, как и острая кромка, и есть то слабое место, где в процессе изготовления образцов и деталей создаются местные концентрации напряжений, возникают микротрещины и другие поверхностные дефекты, способствующие ускоренному кавитационному разрушению.

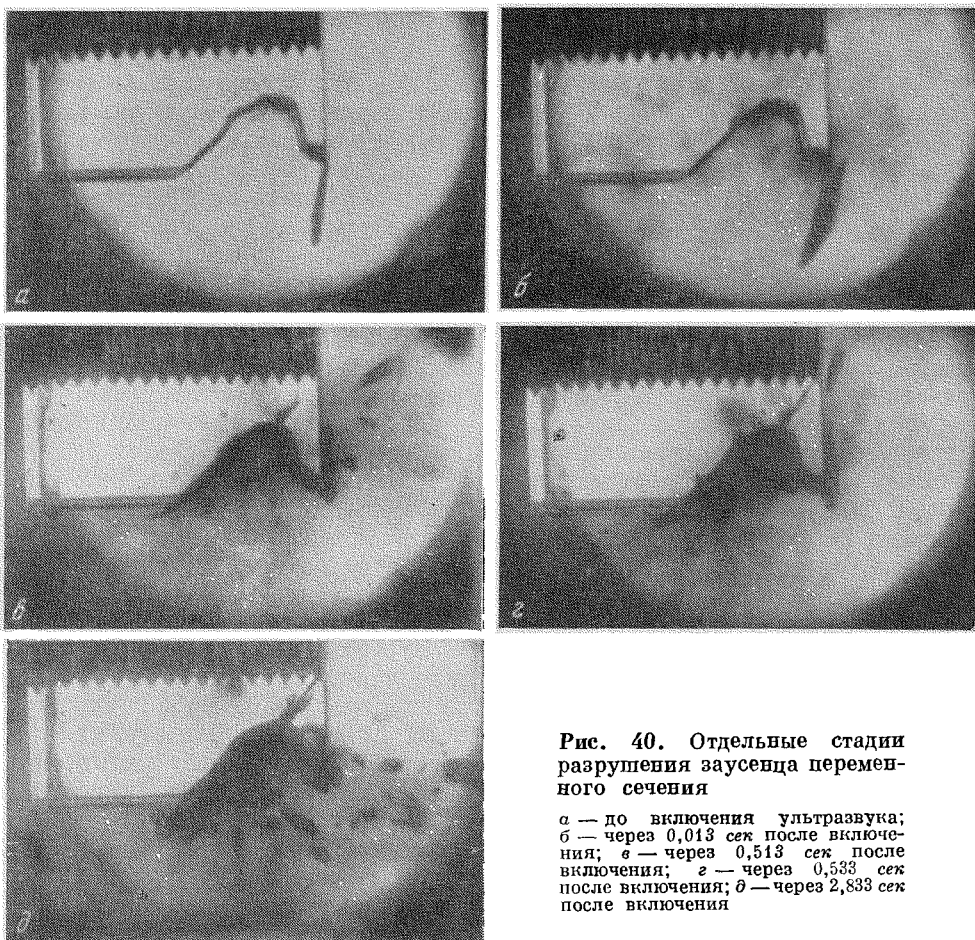
Кавитационное разрушение не исчерпывает полностью механизма снятия заусенцев в звуковом поле. Установлено, что для удаления заусенцев и скругления острых кромок без повреждения поверхности деталей,



**Рис. 39.** Образование кавитационного пузырька у основания заусенца

необходимо, чтобы детали могли свободно двигаться в абразивной суспензии под действием акустических течений. Роль этого фактора особенно ясна из результатов описанного ниже эксперимента.

Установка представлена на рис. 41. Объектом исследований были штампованные стальные пластинки диаметром 10 мм, толщиной 0,3 мм, с высотой заусенца 40—50 мк. В качестве рабочей жидкости была взята суспензия, содержащая воду, глицерин и порошок карбида кремния (размер частиц  $\leq 5$  мк), в объемном соотношении 1 : 1 : 1. Избыточное давление создавалось сжатым азотом. При распространении ультразвуковых коле-



**Рис. 40.** Отдельные стадии разрушения заусенца переменного сечения

а — до включения ультразвука; б — через 0,013 сек после включения; в — через 0,513 сек после включения; г — через 0,533 сек после включения; д — через 2,833 сек после включения

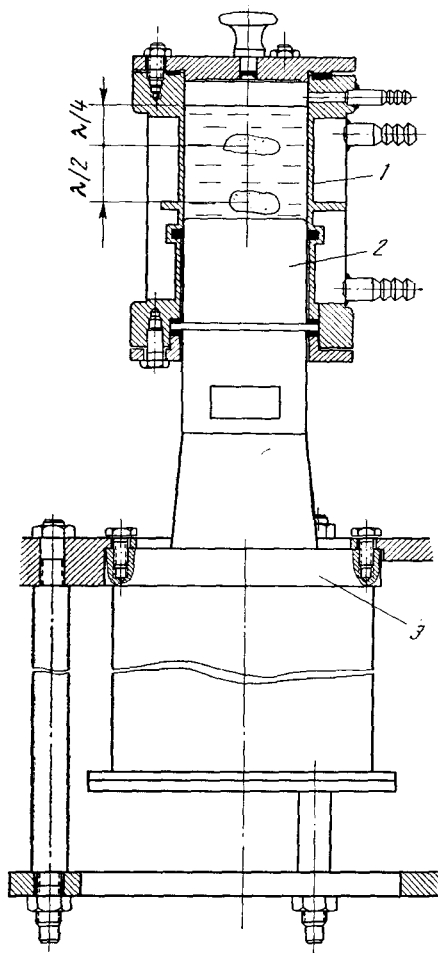
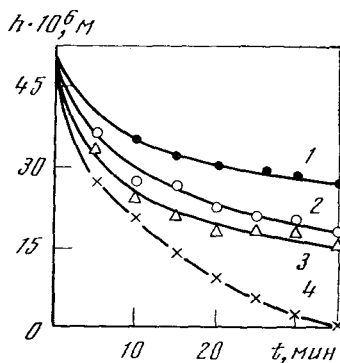


Рис. 41. Установка для исследований кавитационно-абразивной эрозии

1 — рабочая камера; 2 — излучатель; 3 — преобразователь

Рис. 42. Разрушение острых кромок на образцах в зависимости от их расположения в рабочем объеме

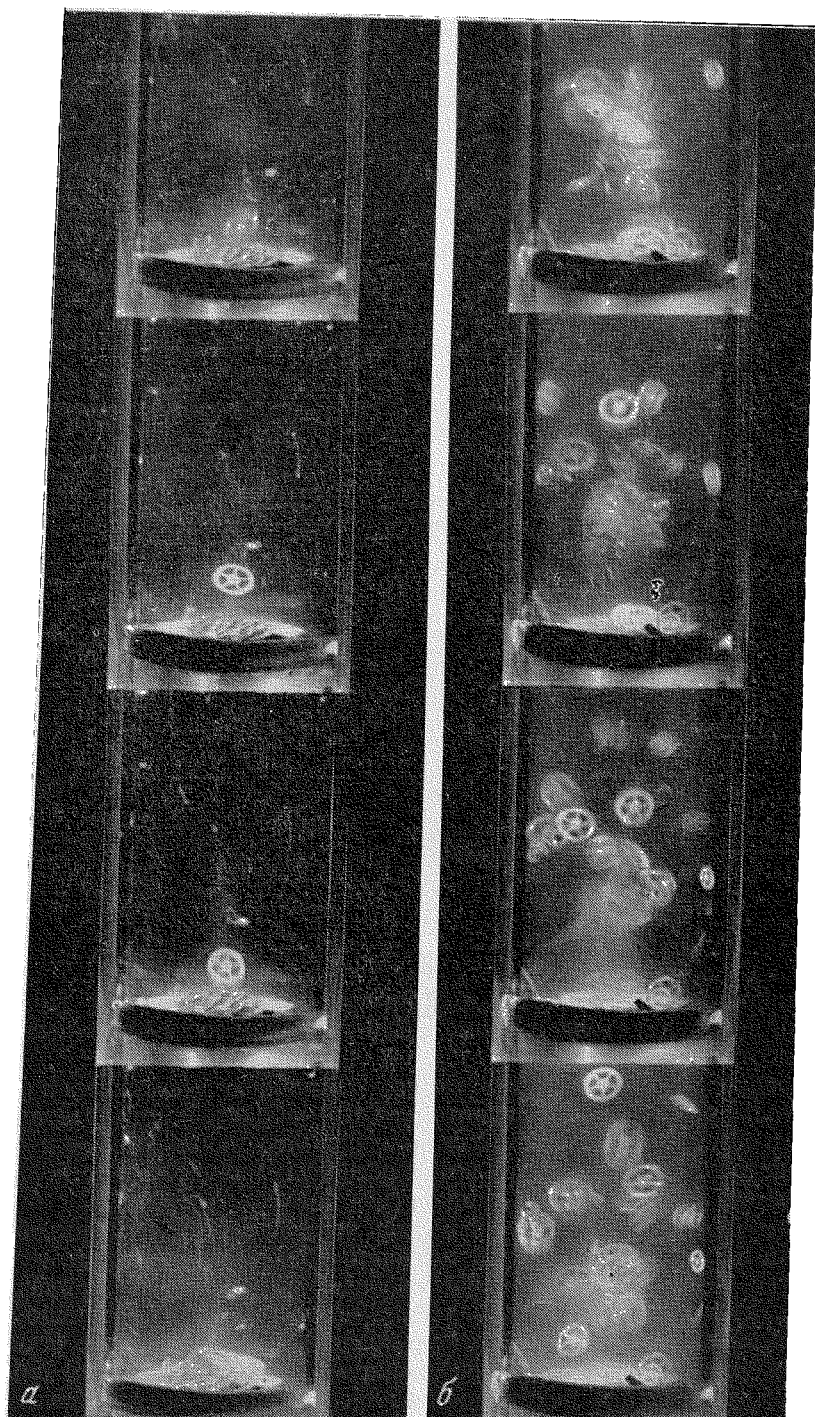
1 — образец закреплен вне кавитационной области; 2 — образец закреплен во второй кавитационной области, на расстоянии  $\frac{3}{4}\lambda$  от границы жидкость—газ; 3 — образец закреплен в первой кавитационной области на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$  от границы жидкость—газ; 4 — свободно движущийся образец



баний в жидкости, находящейся под повышенным статическим давлением (см. гл. 4), возникает стоячая волна с чередованием кавитационных областей по высоте через  $\lambda/2$ .

До проведения опытов на пластинках с помощью алюминиевой фольги определялось расположение кавитационных областей при статическом давлении в камере  $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>. Установлено, что наиболее значительное разрушение фольги наблюдается в первой области кавитации (см. рис. 41) на расстоянии  $\lambda/4$  от границы жидкость—газ.

Образцы (четыре штуки) помещались в рабочий объем: три образца закрепляли неподвижно в первой и второй областях кавитации, а также вне областей. Четвертый образец мог свободно перемещаться в абразивной суспензии. Уменьшение высоты заусенца во времени при различном расположении образцов в рабочей камере представлено на рис. 42. Наиболее интенсивно разрушается заусенец свободно перемещающегося образца (кривая 4); существенно разрушаются заусенцы образцов, закрепленных в кавитационных областях (кривые 2 и 3), и слабее всего разрушается острая кромка образца, закрепленного вне кавитационной области (кривая 1). Характерно, что поверхность образцов при кавитационно-абразивном разрушении не имеет таких очагов эрозии, как при чисто кавитационном разрушении. Это служит косвенным подтверждением наличия микро-резания за счет взаимного перемещения абразивных частиц и образцов,



**Рис. 43.** Кинограмма перемещений деталей в жидкости  
*a* — при атмосферном давлении; *б* — при повышенном давлении

при котором образующиеся вследствие кавитации очаги эрозии сглаживаются<sup>1</sup>.

Экспериментальных исследований причин наиболее интенсивного кавитационно-абразивного разрушения острой кромки свободно движущегося образца пока не проводилось. Можно высказать лишь некоторые предположения. Вне кавитационной области скорость акустических течений<sup>2</sup> выше, чем в самой области. Следовательно, процессы микро-разрезания вне кавитационной области протекают более интенсивно. В то же время микроударного разрушения заусенцев вне области не происходит.

Возможно, что верхняя острая кромка заусенца разрушается преимущественно вследствие срезания ее частичками абразива, а основание заусенца разрушается главным образом за счет кавитационной эрозии, причем площадь сечения заусенца (всегда увеличенная у основания) выравнивается по всей его высоте. Тогда роль гидроабразивного разрушения проявляется тем сильнее, чем значительно разрушен заусенец у основания.

При свободном движении образец то попадает в кавитационную область, то выходит из нее, а следовательно, находится в оптимальных условиях для разрушения заусенца как у основания, так и со стороны острой кромки.

Движение деталей и образцов при нормальном и повышенном давлении, как показано на кинограммах, снятых с частотой 24 кадра в секунду (рис. 43), имеет качественное различие.

При нормальном давлении большая часть деталей лежит на поверхности излучателя, не удаляясь от него. Некоторые детали, отделяясь от общей массы, ударяются о торец излучателя и поднимаются на незначительное расстояние почти по вертикали (рис. 43, а). При повышенном ( $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>) статическом давлении в объеме жидкости перемещаются все загруженные детали, причем траектория их движения усложняется, а скорость перемещения возрастает (рис. 43, б). Таким образом, повышение  $P_0$  способствует значительному усилению не только кавитационного, но и гидроабразивного разрушения.

## § 2. Выбор оптимальных режимов

Для определения оптимального состава суспензий и величины избыточного статического давления проведены исследования [63], устанавливающие связь между кавитационной, кавитационно-абразивной эрозией образцов из сплава АК-6 и величиной статического давления при обработке в различных средах. Температура жидкости поддерживалась в пределах 30—40° С; статическое давление менялось от  $10^5$  до  $21 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>; частота преобразователя 20 кГц; амплитуда смещения торца излучателя на воздухе 7 мм; мощность, потребляемая преобразователем от генератора, сохранялась постоянной.

Сначала были проведены исследования в жидкостях с различной вязкостью (вода—глицерин), не содержащих абразивных частиц.

Как видно из рис. 44, наибольший уровень кавитационного разрушения для всех жидкостей наблюдается в диапазоне статических давлений  $(7—8) \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>.

Увеличение вязкости жидкости за счет повышения концентрации глицерина сказывается на кавитационном разрушении образцов во всем диапазоне статических давлений только при больших значениях  $\mu$  (кривая 5).

<sup>1</sup> Сглаживание очагов эрозии при кавитационно-абразивном разрушении установлено также в работе [64].

<sup>2</sup> См. часть IV второй книги настоящей монографии.



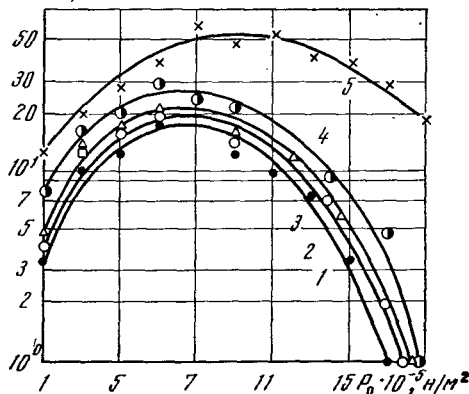
$\Delta G \cdot 10^7, \text{ кг}$ 

Рис. 44. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из сплава АК-6 от  $P_0$  для жидкостей с различной вязкостью

1 — вода; 2 — вода 90%, глицерин 10%;  
3 — вода 50%, глицерин 50%; 4 — вода 10%, глицерин 90%; 5 — глицерин

представлен на рис. 46. Уровень разрушения для каждой исследованной жидкости максимален при концентрации абразивных частиц 30—60%. Изменение вязкости жидкости от 1 (кривая 3) до 1500 *спз* (кривая 1) приводит к снижению максимального уровня эрозии примерно в три раза. Снижение уровня эрозии в более вязких жидкостях, вероятно, связано с уменьшением скорости гидроабразивного разрушения образцов вследствие уменьшения скорости акустических течений. Сравнение рис. 44 и 46 показывает, что введение в жидкость абразивных частиц способствует ускорению разрушения образцов.

Как показали исследования, интенсивность кавитационно-абразивного разрушения зависит в основном от размера частиц, а не от вида абразива, если последний был значительно тверже обрабатываемого материала.

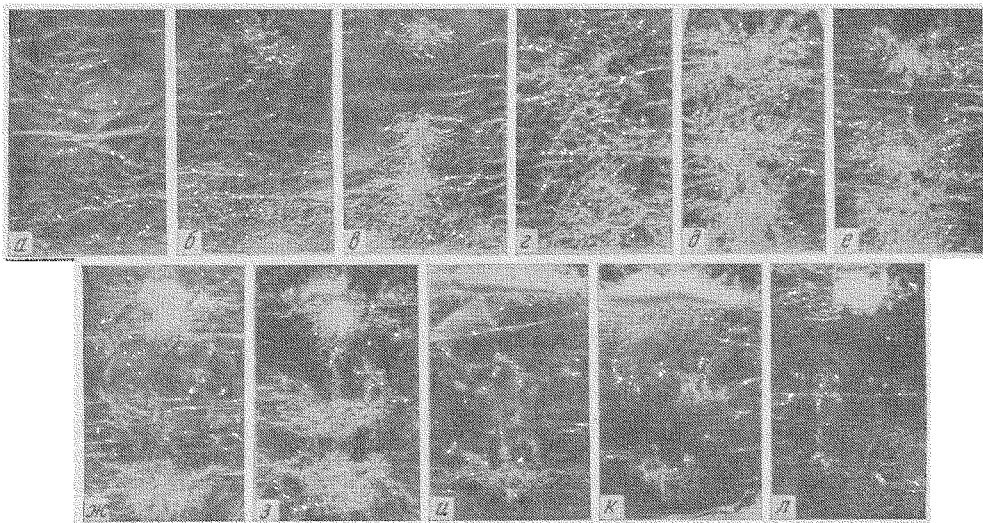


Рис. 45. Эрозия алюминиевой фольги в воде при повышении статического давления  
а — 0 *ати*; б — 1 *ати*; в — 2 *ати*; г — 3 *ати*; д — 4 *ати*; е — 5 *ати*; ж — 6 *ати*; з — 7 *ати*;  
и — 8 *ати*; к — 9 *ати*; л — 10 *ати*



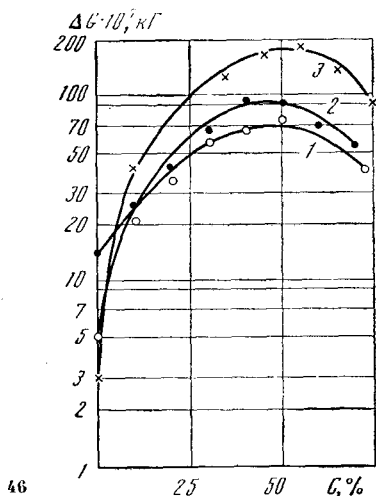


Рис. 46. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из сплава АК-6 от концентрации  $C$  абразивных частиц

1 — глицерин; 2 — вода и глицерин (по 50%); 3 — вода

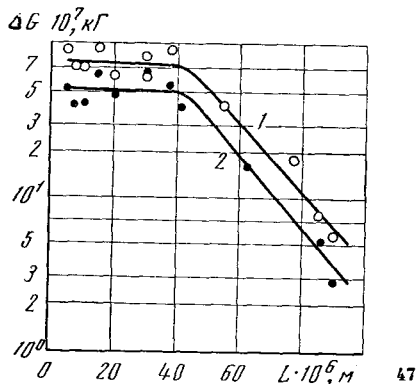


Рис. 47. Зависимость уменьшения веса  $\Delta G$  образцов из сплава АК-6 от размера  $L$  абразивных частиц

1 — карбид бора; 2 — электрокорунд

На рис. 47 представлен график зависимости кавитационно-абразивной эрозии от размера частиц, когда в качестве рабочей жидкости использовались водно-глицериновые суспензии, в которые вводили порошок карбида бора (кривая 1) и карбида кремния (кривая 2) с различной степенью дисперсности.

Объемное соотношение вода—глицерин—абразив составляло 1 : 1 : 1, статическое давление  $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>. Согласно рис. 47, уровень эрозии при увеличении размера частиц свыше 40 мк резко падает.

### § 3. Использование кавитационно-абразивной эрозии в технологии очистки

Кавитационно-абразивный способ обработки целесообразен в тех случаях, когда прочность сцепления пленки загрязнений с поверхностью близка к прочностным характеристикам основного материала. Заусенцы на деталях можно рассматривать как одну из разновидностей подобных пленок. Удалять заусенцы в абразивной суспензии под повышенным статическим давлением при воздействии ультразвука впервые было предложено в работе [65]. Для наибольшей производительности процесса необходимо, чтобы физические свойства жидкости обеспечивали высокий уровень кавитационно-абразивного разрушения для оптимального отношения  $P_0/P_A$ . В качестве абразивных материалов следует использовать обладающие хорошими режущими свойствами синтетические алмазы, карбид бора, карбид кремния, диамантин.

Необходимым требованиям удовлетворяют водно-глицериновые суспензии с добавками микрочастиц перечисленных абразивных материалов, размер частиц которых не превышает 10 мк. Концентрация абразивных частиц составляет от 30 до 60% по объему.

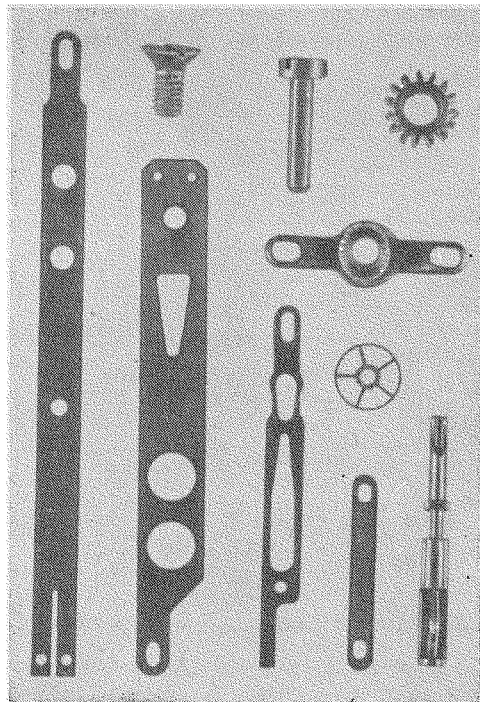


Рис. 48. Детали часов и приборов

При обработке в абразивной суспензии частички абразива внедряются в поверхность детали, поэтому после удаления заусенцев необходимо в течение 1—2 мин проводить обычную ультразвуковую очистку деталей в воде или слабо щелочных растворах, после чего частички абразива полностью смываются.

## Глава 4

### КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ И УСТРОЙСТВА ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОЧИСТКИ

#### § 1. Ультразвуковые колебательные системы

Основной фактор, определяющий эффекты второго порядка, лежащие в основе ультразвуковой очистки, — это ультразвуковое поле в технологическом объеме, которое создается с помощью ультразвуковых колебательных систем, включающих преобразователь, согласующий элемент и излучатель. Входные параметры (на электрической стороне) преобразователя определяют требования к ультразвуковым генераторам, а из конструктивных и выходных (акустических) характеристик излучателя вытекают эксплуатационные характеристики технологического оборудования. В преобразователе (активном элементе колебательной системы)

Наиболее универсальна и широко применяется суспензия, содержащая воду—глицерин—абразив в отношении 1 : 1 : 1. Концентрацию абразива до 60% следует повышать в тех случаях, когда материал деталей имеет низкую кавитационную стойкость.

Детали в процессе обработки должны находиться в постоянном движении. Способность деталей удерживаться во взвешенном состоянии под действием акустических течений зависит от отношения веса детали  $G$  к площади ее поверхности  $S$ . Величина этого отношения, зависящая от коэффициента увлечения акустическим потоком, есть важнейшая характеристика, определяющая возможность использования ультразвукового метода снятия заусенцев для каждой конкретной детали. По данным работы [63] детали должны иметь значение  $G/S$  не более  $5 \cdot 10^{-3} \text{ г/мм}^2$ .

Типичные детали часового производства, с которых можно снимать заусенцы в ультразвуковом поле, представлены на рис. 48.

за счет магнитострикционного или пьезоэлектрического эффекта возникает знакопеременная механическая сила. Пассивный согласующий элемент системы осуществляет трансформацию скоростей и вида колебаний, а также согласование сопротивления внешней нагрузке и внутреннего сопротивления активного элемента. Пассивный элемент заканчивается излучателем, создающим ультразвуковое поле в жидкости. Излучатель может быть изготовлен в виде самостоятельной части или совмещенным с согласующим и трансформирующим устройством [67].

Разработанные и выпускаемые в СССР преобразователи изготавливаются из магнитострикционных металлических сплавов, пьезоэлектрической керамики на основе титаната—цирконата свинца (ЦТС) и из магнитострикционных ферритов. Благодаря универсальности технологического применения, возможности получения высоких значений амплитуд скоростей поверхности излучения и большой удельной и полной акустической мощности наибольшее распространение получили магнитострикционные преобразователи из железо-кобальтового сплава. Область применения пьезокерамических и ферритовых преобразователей — более узкая; это главным образом очистка от жировых и механических загрязнений, слабо связанных с поверхностью деталей, когда удельная акустическая мощность может ограничиваться значениями  $1-1,5 \text{ вт/см}^2$ .

Выбор и конструирование пассивного элемента определяются прежде всего технологическими требованиями к величине и форме излучающей поверхности, величине ее амплитуды смещения и скорости. Эти характеристики могут изменяться направленно путем трансформации скорости в пассивном элементе. Величину и форму излучающей поверхности можно варьировать в широких пределах, преобразуя вид колебаний (в частности продольные колебания преобразователя в изгибные колебания излучателя). Наиболее отработаны системы с продольными колебаниями, в которых использован заданный закон изменения сечения — экспоненциальный, катеноидальный, конический, ступенчатый. Теория и методы расчета таких устройств достаточно хорошо разработаны [62].

Схематическое изображение согласующих устройств и их характеристики приведены в табл. 16.

Простейшим является поршневой излучатель; он позволяет в определенных пределах изменять и подбирать поверхность излучения и может соединяться непосредственно с активным элементом или с трансформатором скорости. Если у поршневого излучателя не выполнено условие

$$D < \frac{\lambda_{\text{изг}}}{2}$$

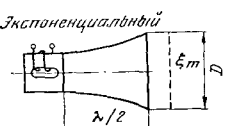
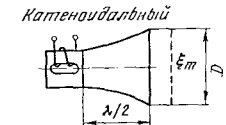
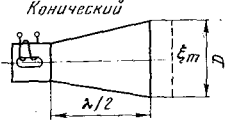
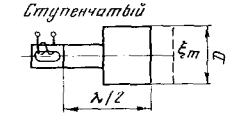
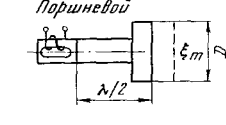
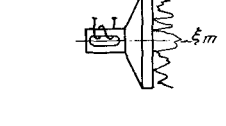
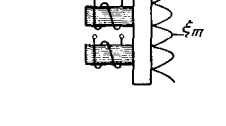
( $D$  — диаметр или длина наибольшей стороны излучателя, а  $\lambda_{\text{изг}}$  — длина волны изгибных колебаний в излучателе), то в нем возникают изгибные колебания и он перестает работать как излучатель поршневого типа.

Толщина излучателя  $h$  должна удовлетворять условию  $h < 1/8 \lambda_{\text{пр}}$  ( $\lambda_{\text{пр}}$  — длина волны продольных колебаний в излучателе); в противном случае в зоне соединения излучателя с преобразователем или волноводом возникают значительные знакопеременные напряжения, которые могут вызвать в этом месте усталостные трещины. Учет этих требований резко ограничивает допустимые предельные размеры поршневых излучателей.

Ввиду этого максимальная поверхность излучения поршневых излучателей лежит в пределах  $20-30 \text{ см}^2$ . Значительно большие поверхности излучения можно получить, применяя в качестве излучателя диафрагмы с изгибными колебаниями.

Широко применяются преобразователи с ненастроенными диафрагмами переменного сечения. Присоединение активного элемента у таких диафрагм осуществляется в центре. Преимущество диафрагм переменного

## Характеристики согласующих устройств

Согласующее устройство	Предельные размеры излучателя	$K_\phi$	$K_T^2$	$\alpha \frac{r_{II}}{r_H}$
 <p>Экспоненциальный</p>	$D \leq \frac{\lambda_{пр}}{2}$	1	—	1,00
 <p>Катеноидальный</p>	$D \leq \frac{\lambda_{пр}}{2}$	1	—	0,6—0,9
 <p>Конический</p>	$D \leq \frac{\lambda_{пр}}{2}$	1	—	1—2,5
 <p>Ступенчатый</p>	$D \leq \frac{\lambda_{пр}}{4}$	1	—	< 1
 <p>Поршневой</p>	$D \leq \frac{\lambda_{изг}}{2}$	1	1	< 3,25
		$\approx 0,5$	1	$\approx \frac{1}{4} \frac{S_H}{S_{II}}$
		0,7	1	$\frac{1}{2} \frac{S_H}{S_{II}}$

Примечание:  $\alpha$  — коэффициент согласования;  $r_H$  — удельное механическое сопротивление нагрузки;  $r_{II}$  — удельное (активное) механическое сопротивление преобразователя;  $S_H$  — площадь излучателя;  $S_{II}$  — поперечное сечение преобразователя;  $K_T$  — коэффициент трансформации согласующего устройства под нагрузкой;  $K_\phi$  — коэффициент неравномерности распределения амплитуды смещения излучателя;  $D$  — диаметр излучателя;  $\lambda_{пр}$  — длина волны продольных колебаний;  $\xi_m$  — максимальная амплитуда смещения поверхности излучателя.

сечения заключается в том, что при уменьшении их толщины к периферии до 1—2 мм почти полностью исключается влияние на собственные частоты преобразователя условия закрепления диафрагмы по периметру. В этом случае вносимый механический импеданс диафрагмы определяется реактивным сопротивлением утолщенной части диафрагмы [17].

Наиболее эффективно можно преобразовывать виды колебаний, составив колебательную систему из настроенных на общую резонансную частоту элементов. При этом пассивный элемент может иметь вид пластины,

полосы, трубки, стержни. Длина волны изгибных колебаний в пассивном элементе должна быть значительно больше (в 8—10 раз) поперечного размера преобразователя, располагаемого вдоль направления распространения изгибных колебаний. В противном случае в зоне соединения возникают значительные сдвиговые напряжения, создающие дополнительные потери в этой зоне и могущие привести к ее разрушению.

Если мощности одного преобразователя недостаточно, на пассивном элементе, в пучностях колебаний, имеющих одинаковую фазу, т. е. на расстоянии, кратном длине изгибной волны, размещается несколько преобразователей.

Основным элементом расчета пассивных элементов является определение их собственных частот. Для стержней, полосы, трубок эти расчеты можно проводить, принимая условие равенства их длины кратному числу полуволн [78]:

$$\lambda_{\text{изг}} = \sqrt{\pi N \lambda_{\text{пр}} (1 + \sqrt{1 - P_1 P_2})}; \quad \lambda_{\text{пр}} = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (44)$$

где  $P_1$  — поправка, учитывающая инерцию вращения;  $P_2$  — поправка на сдвиговое напряжение, причем

$$N = \sqrt{\frac{I}{S}} = \frac{h}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}}; \quad P_1 = \frac{8\pi N}{\lambda_{\text{пр}}}; \quad P_2 = 1 + \frac{1,1E}{G}.$$

Здесь  $N$  — радиус инерции;  $S$  — поперечное сечение;  $h$  — толщина;  $\lambda_{\text{пр}}$  — длина волны продольных колебаний;  $\lambda_{\text{изг}}$  — длина волны изгибных колебаний;  $E$  — модуль Юнга;  $G$  — модуль сдвига;  $f$  — частота;  $\rho$  — плотность;  $I$  — момент инерции.

Расчет прямоугольной диафрагмы постоянного сечения проводится для моды колебаний, при которой узловые линии представляют прямые, параллельные одной стороне.

Для прямоугольной пластины формы колебаний в общем виде запишется в виде

$$W = A_{mn} X_m(x) Y_n(y), \quad (45)$$

где  $X_m(x)$  и  $Y_n(y)$  — балочные функции;  $A_{mn}$  — числовой коэффициент [68].

Частота колебаний в первом приближении определится выражением

$$f = \frac{h \left( n - \frac{1}{2} \right)^2}{2b^2} \sqrt{\frac{E}{12\rho (1 - \nu^2)}}, \quad (46)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $b$  — ширина пластины;  $n$  — число узловых линий на пластине.

Важной технической характеристикой преобразователей и излучателей является равномерность поля излучения. Амплитуда смещения излучателей преобразователей с диафрагмами ненастроенного типа существенно изменяется от центра к периферии, что обуславливает большую неравномерность поля излучения (рис. 49).

Следует отметить, что неравномерное поле излучения (для ряда процессов отрицательная сторона преобразователя) само по себе дает ряд технологических преимуществ. Центральная зона типового преобразователя с ненастроенной диафрагмой (ПМС-6) характеризуется весьма интенсивной кавитацией. В то же время интенсивность на периферийных участках хотя и ослаблена, все же достаточна для осуществления некоторых полезных кавитационных эффектов (например, очистки от легких жировых и механических загрязнений). Это позволяет при заданной полной мощности развить у преобразователя большую поверхность излучения и осуществить возбуждение ультразвуковых колебаний

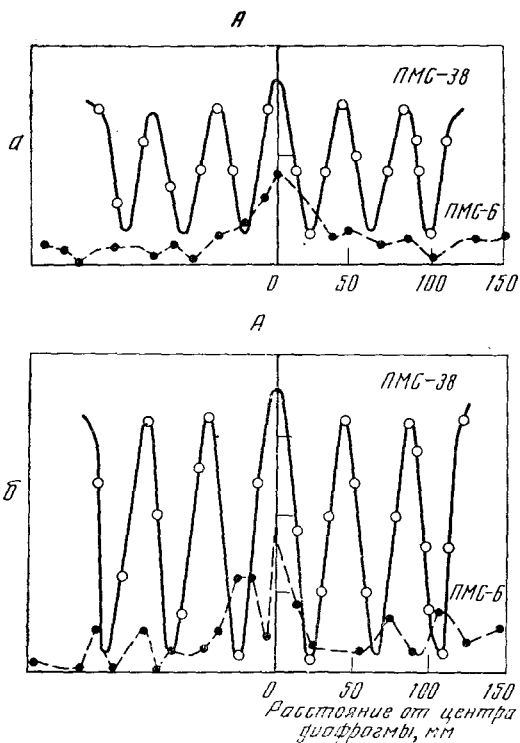


Рис. 49. Амплитуда смещения преобразователей ПМС-38 (равномерно-распределенное поле) и ПМС-6 (неравномерное поле) а — в воде; б — на воздухе

чение электроакустического к. п. д. преобразователя зависит от коэффициента согласования — отношения приведенного сопротивления нагрузки к внутреннему сопротивлению преобразователя. Под приведенным сопротивлением понимают пересчитанное на входную сторону преобразователя (с учетом взаимосвязи величин, участвующих в преобразовании) значение сопротивления нагрузки. Можно показать, что величина оптимального коэффициента согласования зависит от электроакустического к. п. д. преобразователя. Чем выше значение последнего, тем больше значение оптимального коэффициента согласования [69, 70].

Для реальных активных материалов преобразователей, главным критерием работы которых является полный к. п. д., коэффициент согласования должен быть в пределах 10—15. Для получения таких значений коэффициента согласования в большинстве случаев необходимо применять специальные согласующие устройства.

Величина сопротивления нагрузки, приведенная к механической стороне преобразователя, определяется выражением

$$R_n = K_\phi^2 K_T^2 S_n r_n, \quad (47)$$

где  $S_n$  — площадь излучателя;  $r_n$  — удельное механическое сопротивление нагрузки;  $K_T$  — коэффициент трансформации согласующего устройства (под нагрузкой);  $K_\phi$  — коэффициент, учитывающий неравномерное распределение амплитуд смещения по поверхности излучателя.

Коэффициенты  $K_T$  и  $K_\phi$  определяются формулами

$$K_T = \xi_{из} / \xi_n \quad \text{и} \quad K_\phi = \xi_{из} / \xi_{нм},$$

в больших объемах жидкостей. Кроме того, неравномерное ультразвуковое поле создает оптимальные условия для акустических течений. Этими обстоятельствами обеспечивается в большой степени универсальность технологического применения преобразователей типа ПМС-6 с ненастроенными диафрагмами.

Поле излучения преобразователей с настроенными диафрагмами (например, ПМС-38, ПМС-32) равномерно вдоль оси, перпендикулярной направлению распространения изгибных колебаний, и меняется по гармоническому закону по другой оси. Поскольку значение половины длины изгибной волны в диафрагме невелико, зоны минимальной и максимальной интенсивности лежат очень близко друг к другу, и небольшим покачиванием изделия можно обеспечить эффективное усреднение неравномерного поля излучения.

Преобразователь, естественно, должен обеспечивать получение достаточно высокого к. п. д. преобразования электрической энергии в звуковую. Зна-

где  $\xi_n$  — амплитуда смещения торца преобразователя;  $\xi_{из}$  — амплитуда смещения излучателя в точках, соответствующих максимумам смещений;  $\xi_{на}$  — эквивалентная амплитуда смещения излучателя, равная

$$\xi_{на} = \sqrt{\int_S \xi_n^2 dS \cdot \frac{1}{S_n}}$$

На основании выражения (47) коэффициент согласования можно записать в виде

$$\alpha = \frac{r_n}{r_n} \cdot \frac{S_n}{S_n} \cdot K_\tau^2 K_\phi^2, \quad (48)$$

откуда видно, что коэффициент согласования есть произведение  $r_n/r_n$ , зависящего от характеристик среды и материала активного элемента преобразователя, и  $(S_n/S_n) \cdot K_\tau^2 \cdot K_\phi^2$ , определяемого характеристиками согласующего устройства. Значения  $r_n$  для воды при интенсивности ультразвуковых колебаний  $\Delta W$  в диапазоне 4—20 *вт/см<sup>2</sup>* находится в пределах  $(0,6—0,8) \cdot 10^6$  *нсек/м<sup>3</sup>*. Значения  $r_n$  для магнитоотрицательных листовых материалов лежит в пределах  $(0,7—0,9) \cdot 10^6$  *нсек/м<sup>3</sup>*, и отношение  $r_n/r_n$  составляет 0,65—0,85. Следовательно, при использовании магнитоотрицательных преобразователей, работающих на нагрузку — кавитирующую жидкость, необходимо применение согласующих устройств.

Для составных пьезокерамических преобразователей из ЦТС  $r_n$  лежит в пределах  $(0,15—0,2) \cdot 10^6$  *нсек/м<sup>3</sup>*, а для ферритовых преобразователей  $r_n = 0,1 \cdot 10^6$  *нсек/м<sup>3</sup>*. Для воды при значениях  $\Delta W < 1,5$  *вт/см<sup>2</sup>* можно  $r_n$  принять равным  $1,5 \cdot 10^6$  *нсек/м<sup>3</sup>*. Следовательно, отношение  $r_n/r_n$  равно 8—10, и эти преобразователи можно применять без согласующих устройств.

Используя выражение (48), можно провести анализ основных типов согласующих устройств при их работе в ультразвуковых ваннах. В табл. 16 приведены характеристики основных согласующих устройств — трансформаторов продольных колебаний, экспоненциальных, катеноидальных, конических, ступенчатых и цилиндрических с поршневой диафрагмой, трансформаторов с изгибными колебаниями — ненастроенных и настроенных диафрагм.

При этом приняты следующие ограничения: рассматриваются понижающие трансформаторы, т. е. во всех случаях  $S_n/S_n < 1$  (это условие выполняется во всех ультразвуковых ваннах); площадь входного торца трансформатора равна площади торца двигателя; для всех видов рассматриваемых согласующих устройств с трансформаторами продольных колебаний  $K_\phi = 1$ , так как амплитуду смещения по поверхности излучателя (если размеры его не превышают предельно допустимые  $D < \lambda_{наг}/2$ ) можно считать одинаковой во всех точках.

С учетом этих допущений для экспоненциального трансформатора упругих колебаний, у которого  $K_\tau^2 = S_n/S_n$ , коэффициент согласования равен

$$\alpha = \frac{r_n}{r_n}$$

Отсюда следует, что экспоненциальный трансформатор при любых значениях  $K_\tau$  — не согласующее устройство.

Катеноидальный трансформатор имеет  $K_\tau^2 < S_n/S_n$  и, следовательно, его применение приводит к «рассогласованию» нагрузки с преобразователем. При больших значениях отношения площади излучателя к площади двигателя конический трансформатор упругих колебаний имеет коэффициент согласования несколько больше единицы. Ступенчатый трансформатор совершенно непригоден в качестве согласующего элемента, так как

его коэффициент согласования равен коэффициенту трансформации, т. е. всегда меньше единицы.

Большое значение коэффициента согласования, казалось бы, можно получить на согласующих устройствах поршневого типа при увеличении отношения  $S_n/S_{н'}$ , однако если размеры поршневой диафрагмы превышают критические [71], она вырождается в диафрагму ненастроенного типа с изгибными колебаниями. Исходя из ограничений размеров, указанных в табл. 16, коэффициент согласования поршневых диафрагм не превышает 3,25.

Наибольшие возможности для согласования представляют диафрагмы с изгибными колебаниями. При толщине диафрагмы, значительно меньшей длины волны продольных колебаний (а это требование всегда выполняется для согласующих диафрагм), коэффициент  $K_T$  близок к единице. Для настроенных диафрагм с распределением амплитуд смещения вдоль одной стороны по косинусоидальному закону коэффициент  $K_\phi$  равен  $\sqrt{2}/2$ . Для ненастроенных диафрагм коэффициент  $K_\phi$  может сильно уменьшаться. За счет плавного уменьшения сечения диафрагмы от центра (где соединяется диафрагма с двигателем) к периферии у ненастроенных диафрагм могут быть получены значения коэффициента  $K_\phi$ , равные 0,2—0,3.

Таким образом, для диафрагм с изгибными колебаниями коэффициент согласования равен

$$\alpha = (0,1 - 0,5) \frac{r_n}{r_n} \cdot \frac{S_n}{S_{н'}}$$

Это выражение показывает, что за счет изменения отношения  $S_n/S_{н'}$  можно в очень широких пределах изменять коэффициент согласования в преобразователях с диафрагмами.

Технологические возможности преобразователя определяются величиной средней удельной акустической мощности.

Для пьезокерамических преобразователей удельные акустические мощности не превышают 1—1,5  $вт/см^2$ . Эти ограничения определяются низкой механической прочностью керамических материалов (150—300  $кг/см^2$ ), так как максимальные значения знакопеременных напряжений в преобразователе, линейно связанные с амплитудой смещения, не должны достигать предельных значений (с учетом запаса прочности).

У преобразователей, изготовленных из никеля и пермендюра, благодаря их высокой прочности (50—70·10<sup>2</sup>  $кг/см^2$ ), возможно получать весьма высокие значения удельной акустической мощности (до 100  $вт/см^2$ ), не опасаясь разрушения материала.

Однако у наиболее распространенных двигателей стержневого типа имеется другой фактор, ограничивающий их максимальные режимы,— потеря динамической устойчивости двигателя при повышении его амплитуды смещения выше определенного уровня.

В работе [72] показано, что значение безразмерной возбуждающей силы, при которой система теряет динамическую устойчивость, пропорционально степени  $3/2$  отношения поперечного размера стержня к его длине. Там же показано, что у двигателя возможен параметрический резонанс изгибных колебаний, если соблюдается условие  $\omega_{нр} = 2\omega_{нст}$ . Правильным подбором геометрических соотношений двигателя нежелательные потери динамической устойчивости и параметрический резонанс могут быть подавлены и значительно улучшены энергетические характеристики преобразователей [73].

В табл. 17 приведены технические характеристики выпускаемых в СССР преобразователей, применяемых в процессах ультразвуковой очистки.

Во всех серийно выпускаемых в СССР магнитострикционных преобразователях в качестве активного материала применяется сплав пермендюр



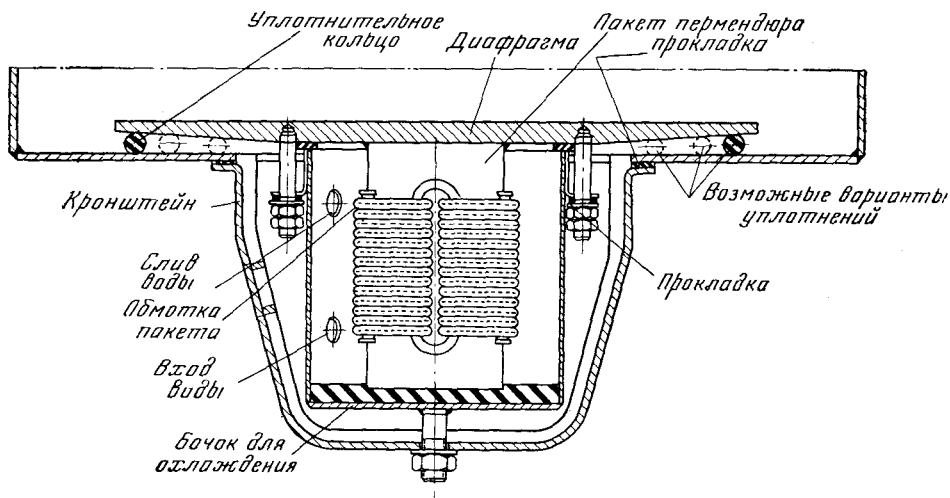


Рис. 50. Схема магнитострикционного преобразователя ПМС-6

(ЭП-207, К50Ф2), который характеризуется большой магнитострикционной постоянной, относительно малыми потерями на гистерезис и внутреннее трение, высокой коррозионной стойкостью и значительной механической прочностью.

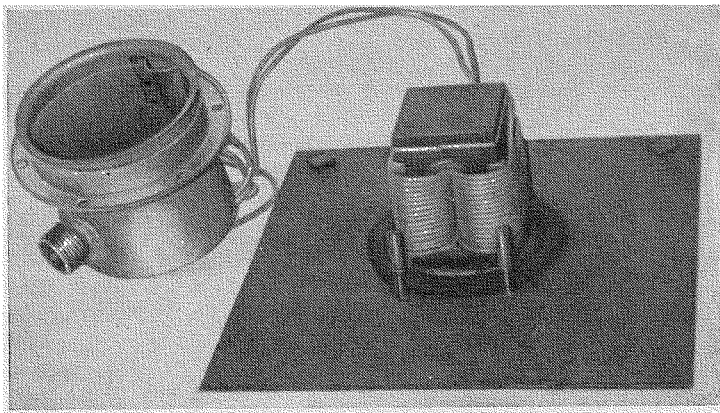
Наиболее распространен и широко применяется для очистки преобразователь ПМС-6, в котором в качестве согласующего элемента использована диафрагма ненастроенного типа. Схематически он изображен на рис. 50. Общий вид его показан на рис. 51. Выпускается преобразователь с диафрагмой настроенного типа (преобразователь ПМС-38, рис. 52), имеющий поверхность излучателя  $1200 \text{ см}^2$  и мощность  $4 \text{ квт}$ .

К этому же типу относятся преобразователи ПМ2-4/16, ПМС-32 и ПМС-44.

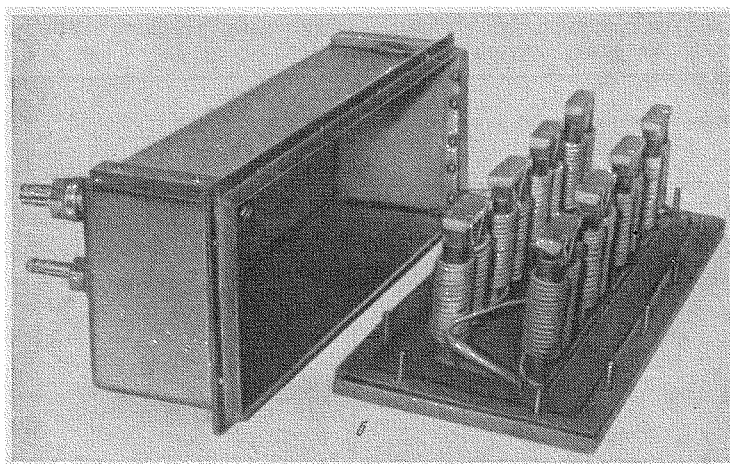
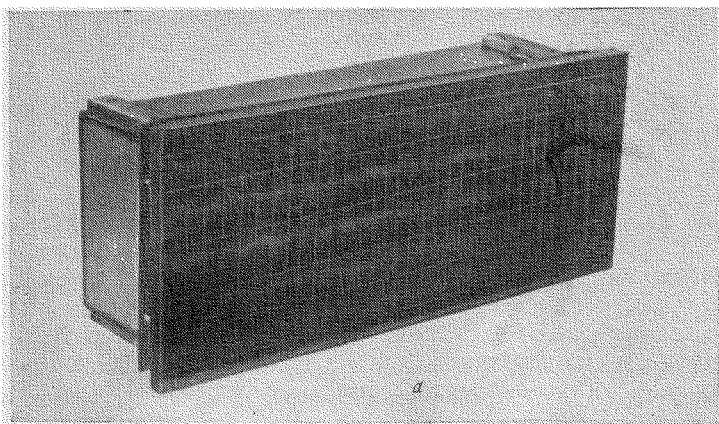
Таблица 17

Технические характеристики отечественных преобразователей, применяемых в устройствах для ультразвуковой очистки

Тип преобразователя	Материал активного элемента	Частота, кгц	Мощность, вт	Поверхность излучения, мм	Амплитуда смещения на воздухе	к. п. д., %
ПМС-6	Пермендюр	22	2500	300×300	1—5	55
	ЭП-207					
ПМС-38	То же	18	4000	538×226	2—8	50
ПМС-15А18	»	18	4000	$D_{\text{внх}} 65$	25	—
ПМ2-4/16	»	16	4000	538×226	—	40
ПМС-39	»	22	1600	$D_{\text{внх}} 35$	25	—
ПМС-44	»	44	400	140×80	—	45
ПМС-32	»	22	1600	360×112	—	50
ПМС-50	»	18	4000	$D 110$	—	50
ГС-25	Феррит	23	25	$D 50$	2	60
ГС-28	»	28	50	40×40	2,5	60
ГС-44	»	44	40	34×34	1,5	60
ЦМС-18	Никель	18	2500	$D 64 \times 130$	—	30
ЦМС-8	То же	8	4500	$D 150 \times 230$	—	30
ЦПО, 1/18	ЦТС-19	20	100	$D 75$	—	70



**Рис. 51.** Магнитострикционный преобразователь ПМС-6



**Рис. 52.** Магнитострикционный преобразователь ПМС-38  
*а* — общий вид; *б* — со снятым бачком

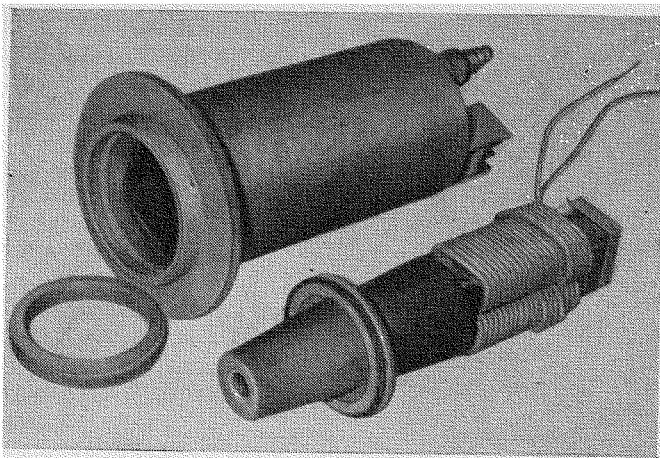


Рис. 53. Магнестрикционный преобразователь ПМС-39 со снятым бачком

Преобразователь типа ПМС-39 (рис. 53) характеризуется применением трансформаторов скорости двухполуволновой длины. Преобразователь типа ПМ (рис. 54) не имеет согласующего устройства и предназначен для контактного возбуждения деталей. Его рабочий торец профилируется с учетом кривизны поверхности детали для улучшения условий акустического контакта.

Определенные технологические преимущества могут быть реализованы при применении кольцевых или трубчатых преобразователей, за счет концентрации звукового поля в их центральной части. Такие преобразователи могут выполняться с использованием радиальных колебаний (ЦМС-18, ЦМС-8 [67]) и радиально-изгибных колебаний (ПМС-50, показанный на рис. 55).

Следует отметить, что преобразователи с радиально-изгибными колебаниями обладают всеми преимуществами преобразователей с настроен-

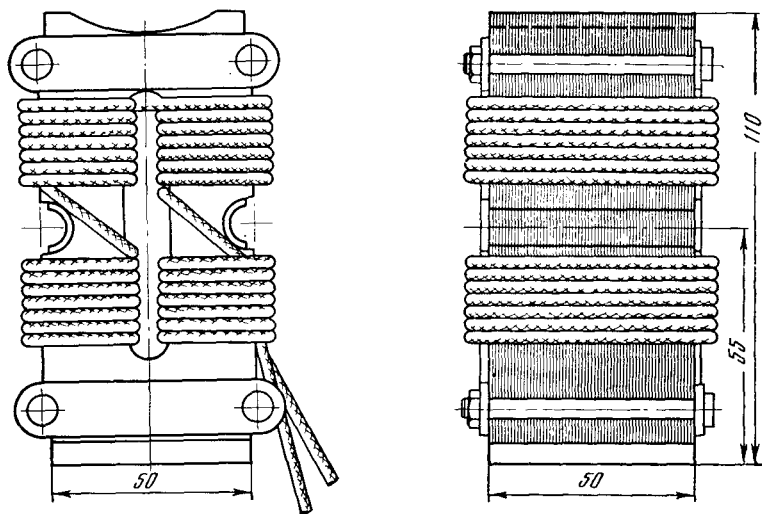


Рис. 54. Магнестрикционный преобразователь типа ПМ для очистки деталей контактным способом

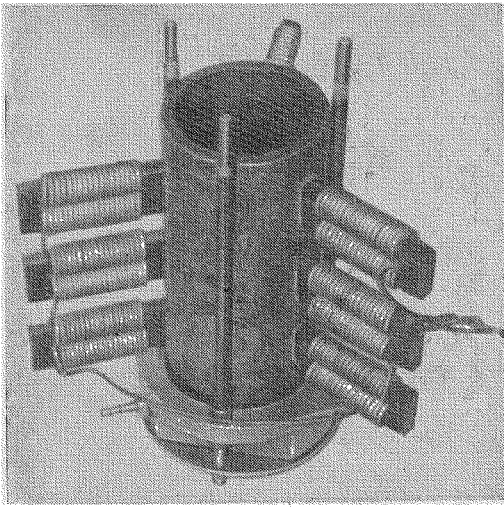


Рис. 55. Трубчатый магнитострикционный преобразователь типа ПМС-50 с изгибными колебаниями

го элемента и двух накладок, скрепленных стяжным болтом. Ферритовые преобразователи выполняются в виде монолитного элемента O-образного типа.

## § 2. Ультразвуковое поле в рабочем объеме

В гл. 2<sup>о</sup> было показано, что интенсивность и качество ультразвуковой очистки определяются эффектами, возникающими в ультразвуковом поле большой интенсивности; кроме того, там были рассмотрены основные закономерности, определяющие связь эффектов второго порядка с основным параметром поля, — звуковым давлением в технологическом объеме.

Известны классические задачи, в которых рассмотрено звуковое поле в жидкости при конечных геометрических размерах колебательной системы и технологического объема. Решение этих задач позволяет определять ближнее и дальнее поле в жидкости при отсутствии кавитации для поршневого излучателя и излучателя, совершающего изгибные колебания, а также учитывать отражения от стенок и верхней границы жидкости. Эти решения характеризуются рядом интерференционных картин, обусловленных сравнимостью геометрических размеров излучателя и объема сосуда с длиной волны ультразвуковых колебаний в жидкости.

Дальнее поле поршневой диафрагмы, имеющей размеры, сравнимые с длиной волны, характеризуется наличием ряда максимумов, расположенных на различном расстоянии от излучателя. Количество интерференционных максимумов уменьшается с уменьшением диаметра диафрагмы. Если диаметр становится меньше половины длины волны, то максимумы пропадают, и излучатель ведет себя как сферический излучатель нулевого порядка. Ближнее поле излучателя также характеризуется рядом максимумов, которые пропадают при диаметре, меньшем  $\lambda/6$ .

Отражения от стенок и верхнего уровня жидкости могут быть приближенно учтены путем решения волнового уравнения в цилиндрических координатах с граничным условием равенства нулю нормальных скоростей на боковой стенке ванны. Решение состоит из суммы функций Бесселя, корни которых определяются из граничных условий на боковой стенке.

ными диафрагмами, т. е. большим коэффициентом согласования и высоким к. п. д. Величину излучающей поверхности и мощность, таких преобразователей можно изменять в самых широких пределах.

Последняя группа преобразователей — ферритовые преобразователи (ГС-25, ГС-28, ГС-44) и пьезокерамические (ПП 0,1/18). Характеризуются они небольшой удельной акустической мощностью.

В связи с малыми значениями удельного механического сопротивления ЦТС и феррита эти преобразователи применяются без согласующих устройств. Пьезокерамические преобразователи выполняются в виде трехслойного пакета, состоящего из среднего активно-

Если диаметр ванны меньше половины длины волны, то имеется вырожденное решение, при котором поле является одномерным.

Если поглощение в жидкости невелико (как во всех моющих растворах при отсутствии развитой кавитации), то на первичное поле накладывается отраженное поле от поверхности жидкости и от стенок сосуда. Если амплитуда на поверхности излучателя равномерна, решение будет подобно случаю трубы, мягко замкнутой на одном конце, и описывается одномерной гармонической функцией [66].

Однако все эти закономерности справедливы лишь при интенсивности менее  $0,3 \text{ вт/см}^2$ . При более высоких интенсивностях звука в технологическом объеме образуются области с развитой кавитацией, которые весьма существенно меняют характер и количественные закономерности звукового поля.

Жидкость с развитой кавитационной областью имеет новые эквивалентные акустические характеристики, зависящие от плотности и сжимаемости капельной жидкости и парогазовой смеси, а также от среднего индекса кавитации в области <sup>1</sup>.

Плотность парогазовой смеси на несколько порядков меньше плотности капельной жидкости, а сжимаемость парогазовой смеси — на несколько порядков больше. Эквивалентные характеристики жидкости с развитой кавитацией сильно зависят от индекса кавитации. При индексе кавитации  $0,04$  волновое сопротивление жидкости уже на целый порядок меньше, чем у некавитирующей жидкости. В связи с этим на границе раздела кавитационная область — жидкость происходит рассеяние и отражение ультразвуковых волн.

Как известно, кавитационные зародыши распределяются в жидкости случайным образом. Пузырьки, достигающие больших размеров в результате колебаний, и скопления пузырьков под действием акустических течений перемещаются с достаточно большой скоростью в объеме жидкости. Именно эти явления способствуют случайному развитию кавитационных областей в пространстве и во времени. Рассеяние и отражение ультразвуковых волн от изменяющейся во времени и пространстве кавитационной области приводит к существенному усреднению поля; интерференционные картины сглаживаются и поле приобретает ярко выраженный мелкомасштабный диффузный характер. Совершенно ясно, что диффузность поля уменьшается при снижении его интенсивности, так как при этом уменьшаются размеры кавитационных областей.

Одновременно становятся более четкими интерференционные картины.

Типичная картина плоских стоячих волн, возникающих в ультразвуковой ванне при небольших уровнях интенсивности ( $\Delta W = 0,3 \text{ вт/см}^2$ ), показана на рис. 56. Распределение кавитационных областей определяется по эрозии алюминиевой фольги.

Диффузный характер поля резко уменьшается также при наложении статического давления (см. рис. 45). Это объясняется тем, что оно уменьшает максимальный радиус пузырька, сокращает общее количество кавитационных пузырьков и локализует

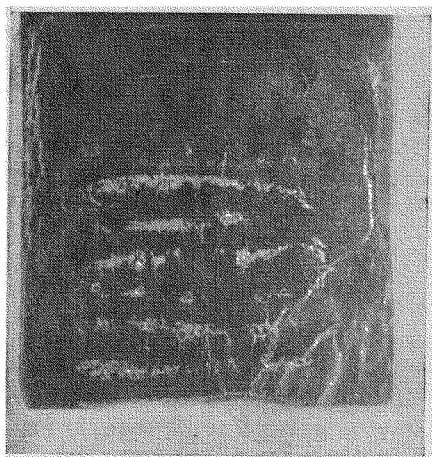


Рис. 56. Стоячие волны в ультразвуковой ванне при удельной мощности  $0,3 \text{ вт/см}^2$

<sup>1</sup> См. часть VI второй книги настоящей монографии.

кавитационную область в зонах, соответствующих максимальным значениям звукового давления.

По мере увеличения индекса кавитации происходит не только снижение значения эквивалентного сопротивления среды, но и существенное увеличение в ней коэффициента поглощения за счет затрат энергии на образование и поддержание кавитации.

Для развитой кавитационной области изменение этих величин столь велико, что активное сопротивление среды становится сравнимым или больше его волнового сопротивления. При таких условиях среда ведет себя как чисто активная нагрузка.

Отсутствие зависимости излучаемой в жидкость акустической мощности от высоты столба жидкости (рис. 57) и малый уход резонансной частоты преобразователя при его нагружении жидкостью с развитой кавитацией (рис. 58) подтверждают чисто активный характер сопротивления нагрузки — кавитирующей жидкости.

Необходимо отметить еще одну особенность акустических свойств жидкости с развитой кавитационной областью. Вследствие несимметричного характера колебаний кавитационного пузырька в звуковом поле значения сжимаемости в положительной и отрицательной фазе давления будут сильно отличаться между собой. Поэтому волновое сопротивление кавитирующей жидкости характеризуется существенной нелинейностью и звуковые давления, создаваемые в среде зонами излучателя, колеблющимися в противофазе, не будут вычитаться при их суперпозиции. Эти явления еще больше изменяют интерференционные картины звукового поля, описываемые классическими решениями.

В качестве примера на рис. 59 показано фокусирующее действие трубчатого преобразователя с радиально-изгибными колебаниями. Без учета нелинейности наличие фокального пятна не может быть объяснено, так как вследствие взаимного уничтожения полей, создаваемых частями преобразователя, колеблющимися в противофазе, давление на осевой линии трубы должно было бы иметь нулевое значение.

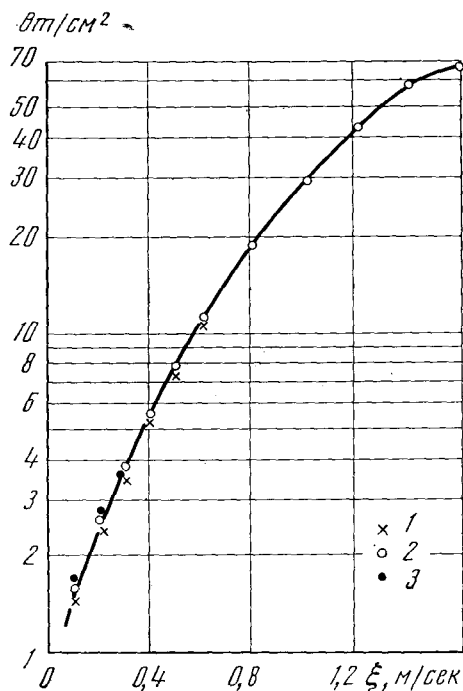
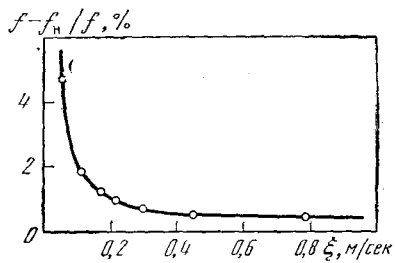


Рис. 57. Зависимость удельной излучаемой мощности от скорости смещения поверхности излучателя

Уровень воды над поверхностью излучателя: 1 — 2 (мм); 2 — 70 мм; 3 — 140 мм

Рис. 58. Влияние нагрузки воды на резонансную частоту преобразователя



При анализе звукового поля в рабочем объеме следует также учитывать искажения, вносимые деталью.

Дифракционные картины для сферы и цилиндра достаточно хорошо изучены. На их основе могут быть установлены размеры, при которых звуковая волна полностью огибает деталь. При отношении диаметра сферы к длине волны, равном 0,1, звуковое поле на поверхности сферы, противоположной излучателю, не ослабляется [67].

Вследствие скопления кавитационных пузырьков на поверхности деталей, обработанной к излучателю, при развитой кавитации происходит дополнительное отражение. Поэтому отношение диаметра детали к длине волны, при котором обеспечивается очистка всей ее поверхности, должно быть в несколько раз уменьшено.

Особо следует остановиться на роли перегородок, которые по ряду причин (для загрузки деталей, при травлении — для защиты излучателя) приходится вводить в технологический объем.

Если рассматривать классическую задачу отражения звуковой волны от перегородки (одномерное поле), то перегородка не будет существенно изменять звуковое поле, при условии, что ее инерционное сопротивление значительно меньше волнового сопротивления жидкости. Это условие может быть выражено соотношением

$$\omega \delta \rho_n < 0,2 \rho_{ж} c, \quad \text{или} \quad \delta \rho_n < 0,03 \rho_{ж} \lambda_{ж},$$

где  $\delta$  — толщина перегородки;  $\rho_n$  — плотность перегородки;  $\rho_{ж}$  — плотность жидкости;  $c$  — скорость звука в жидкости;  $\lambda_{ж}$  — длина волны в жидкости.

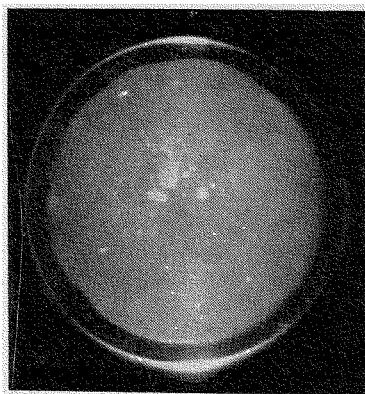


Рис. 59. Фокусировка ультразвукового поля в преобразователе с радиально-изгибными колебаниями

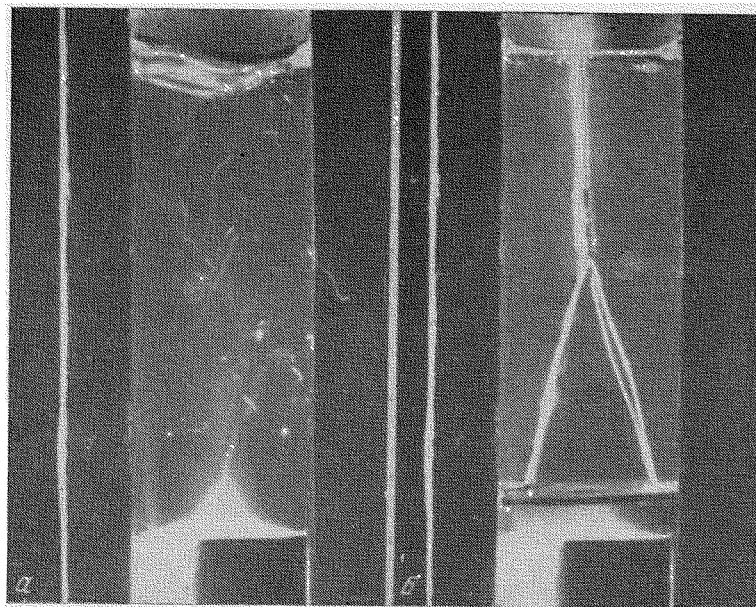


Рис. 60. Локализация кавитации области  
а — без перегородки; б — с перегородкой



Однако на практике даже тонкая перегородка, вводимая в технологический объем, сильно ослабляет звуковое поле. Это объясняется тем, что при наличии кавитации перегородка геометрически локализует кавитационную область (рис. 60). Вследствие этого зона, прилегающая к излучателю при больших интенсивностях звука, характеризуется высоким значением индекса кавитации, тогда как зона за перегородкой имеет небольшие вкрапления кавитационных пузырьков. Поэтому при введении тонкой перегородки отражение происходит по существу не на ней, а на границе раздела двух жидкостей, обладающих резко отличными акустическими сопротивлениями. Одновременно звуковое поле за перегородкой ослабляется вследствие поглощения звуковой энергии в кавитационной области.

Эффект экранировки тонкой перегородкой можно уменьшить при наложении на промежуточный слой статического давления.

### § 3. Факторы, ограничивающие интенсивность ультразвукового поля

В большинстве случаев повышение интенсивности ультразвуковых колебаний экономически оправдано, так как выигрыши от сокращения длительности процесса и расширения области технологического применения значительно перекрывают удорожание аппаратуры в связи с повышением ее мощности.

Но наряду с полезными эффектами ультразвуковое поле оказывает и разрушающее действие на элементы устройств и обрабатываемые изделия. По мере повышения интенсивности до определенного предела усиливаются не только полезные эффекты, но и разрушающее действие ультразвукового поля. Как было показано в гл. 2, наложением статического давления можно резко повысить эти предельные значения интенсивности звукового поля. С другой стороны, применение в колебательных системах концентраторов и фокусировки позволяет получать весьма высокие значения интенсивности звукового поля.

Таким образом, главным фактором, ограничивающим интенсивность ультразвукового поля при выборе режима очистки и конструировании аппаратуры, является разрушающее действие поля на излучатели и обрабатываемое изделие.

Совершенно очевидно, что разработка колебательных систем, устройств для очистки и выбор режимов должны проводиться со всесторонним учетом этих факторов.

Характер механических нагрузок, воздействующих на излучатель и обрабатываемую деталь, если последняя сама не является излучателем (как при очистке контактным методом), различен.

Деталь, очищаемая в моющем растворе, химически не взаимодействующем с материалом детали, подвергается в основном кавитационному разрушению. Микроударные нагрузки, возникающие при захлопывании кавитационных пузырьков, вызывают изменения свойств и структуры поверхностного слоя. Для металлов эти изменения выражаются в первоначальном упрочнении микрообъемов вследствие наклепа и в последующем разупрочнении поверхностного слоя металла за счет его пластической деформации, сопровождающейся образованием в поверхностном слое очагов эрозии в виде конусообразных кратеров.

Теории микроударного воздействия на поверхность металлов при ультразвуковой кавитации посвящен ряд исследований [74]. Установлено, что возникающая в результате захлопывания кавитационного пузырька зона максимальных напряжений соизмерима с размерами зерен отдельных структурных составляющих. Уровень напряжений в этой зоне



весьма высок и может превышать предел текучести материала. В результате наименее стойкие к микроударным нагрузкам структурные составляющие начинают разрушаться и на поверхности обрабатываемой детали появляются очаги эрозии. Локализация этих очагов зависит от интенсивности кавитации на отдельных участках поверхности детали, стойкости материала к микроударным нагрузкам, а также степени его неоднородности по фазовому составу. Особенно велика опасность разрушения деталей, если они выполнены из материалов с низкой кавитационной стойкостью (например, алюминия, магния, их сплавов, меди), а также деталей, имеющих различные декоративные и защитные покрытия. При ультразвуковой очистке подобных деталей необходимо особенно тщательно отрабатывать режимы очистки, по возможности снижая интенсивность кавитации и сокращая время очистки.

Если моющий раствор химически взаимодействует с материалом детали (например, при удалении окисных пленок с металлов), то она подвергается совместному кавитационному и коррозионному разрушению. При этом общий съем металла с поверхности очищаемых деталей (за равные промежутки времени) будет более значительным, чем при чисто кавитационном разрушении.

Однако, подбирая параметры звукового поля, состав моющих средств и время очистки, можно добиться, чтобы при разрушении пленки загрязнений поверхность не повреждалась, размеры очищаемых деталей не изменялись.

Гораздо сложнее предотвратить разрушение самого излучателя, который, помимо воздействия кавитационных ударов и химического взаимодействия с моющим раствором, подвергается действию знакопеременных напряжений, возникающих в нем при ультразвуковых колебаниях. Если излучатель совершает изгибные колебания, то максимальные значения знакопеременных напряжений возникают на его поверхности, т. е. в зоне, наиболее уязвимой с точки зрения кавитационно-коррозионного разрушения.

Главной причиной разрушения излучателей в жидкости является совместное действие знакопеременных нагрузок и агрессивной среды [75]. Кратеры, образующиеся на поверхности излучателя вследствие кавитационного разрушения, создают концентрацию напряжений в месте их образования, что способствует появлению коррозионно-усталостных трещин.

Сопутствующее травлению в растворах кислот насыщение излучателя водородом способствует повышению хрупкости поверхностного слоя металла. Первые коррозионно-усталостные трещины появляются не в зонах, соответствующих максимальным уровням кавитационной эрозии, а там, где знакопеременные напряжения достигают наибольших величин.

Необходимо отметить, что в большинстве работ, посвященных исследованию кавитационно-коррозионного разрушения [76], главная роль в разрушении отводилась микроударным нагрузкам. Это объясняется тем, что испытания материалов проводились в условиях, когда отсутствовало воздействие знакопеременных напряжений на образец.

Выбор материала излучателей зависит прежде всего от химического состава моющей жидкости.

Для очистки от загрязнений, слабо связанных с очищаемой поверхностью и обладающих низкой кавитационной стойкостью в водных, щелочных и нейтральных растворах, а также в органических растворителях, можно не применять специальных мер по защите излучателей от разрушения. Достаточная эксплуатационная стойкость излучателей достигается тем, что они изготавливаются из относительно кавитационно-стойкого материала хромоникелевой нержавеющей стали марки X18H10T.

Исследования показали [75], что срок службы излучателей из этой стали в водных щелочных растворах составляет 1500—2000 час и примерно равен сроку службы магнитоотрицательного преобразователя. При ультразвуковой очистке под повышенным статическим давлением материал излучателей должен обладать повышенной кавитационной стойкостью. В этом случае перспективно использование алюминиевых бронз с содержанием алюминия 10—12%, легированных титаном [43, 77], а также железом и никелем.

Результаты ускоренных испытаний кавитационной стойкости образцов алюминиевых бронз различных марок и стали X18H10T представлены на рис. 61. Испытания проводились при следующих режимах: статическое давление  $5 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>, звуковое давление  $10^6$  н/м<sup>2</sup>, частота  $2 \cdot 10^4$  сек<sup>-1</sup>, рабочая жидкость — дистиллированная вода. Образцы из различных материалов, имеющие постоянную геометрическую форму и размеры, располагались в области развитой кавитации, примыкающей к излучателю на расстоянии 3 мм от него.

Анализ рис. 61 показывает, что убыль веса алюминиевых бронз с содержанием титана около 1% (кривые 2, 3), а также с добавками 3% Fe

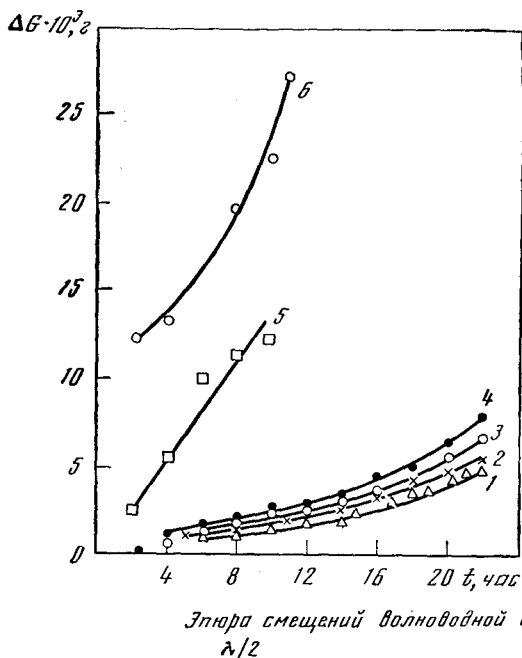
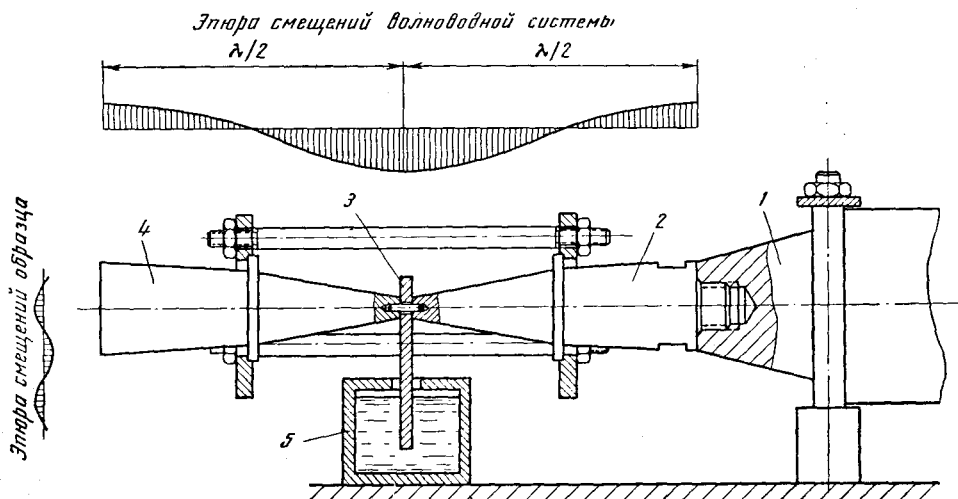


Рис. 61. Зависимость уменьшения веса образцов из различных материалов от длительности испытаний их кавитационной стойкости

1 — БрАЖН-12-3-3; 2 — БрАТ-12-0,7; 3 — БрАТ-10-1; 4 — БрА-12; 5 — БрАЖМц-10-3-1,5; 6 — сталь X18H10T

Рис. 62. Схема установки для исследований кавитационно-коррозионно-усталостного разрушения образцов

1 — преобразователь ПМС-15А18; 2 — трансформатор; 3 — испытуемый образец; 4 — полувольтная опора; 5 — емкость с агрессивной жидкостью



и Ni (кривая 1) в 10—15 раз ниже, чем убыль веса таких же образцов из стали марки X18H10T (кривая 6).

При ультразвуковом травлении стойкость излучателя, изготовленного из нержавеющей сталей, не превышает 40—50 час. Характер нагрузок в агрессивной среде определяет принципиальные требования к свойствам материала излучателя: его основа должна обладать повышенной коррозионно-усталостной прочностью, а поверхностный слой упрочняться для повышения стойкости к микроударным нагрузкам.

Проведенные систематические исследования по приведенной на рис. 62 схеме показали, что сплавом, обладающим повышенной кавитационной и коррозионно-усталостной стойкостью, является бронза БрА10 в отожженном состоянии. Стойкость алюминиевых бронз может быть еще повышена упрочнением поверхностного слоя путем химико-термической обработки. Так, на стали X18H10T первые следы эрозии в 20%-ной серной кислоте, нагретой до 70°, появляются через 2 час, на бронзе БрА10 — после 25—30 час, а на той же бронзе, прошедшей алитирование, сурьмирование, силицирование, — только через 60—130 час. При этом коррозионно-усталостные трещины не образуются даже по истечении 500 час после начала эрозии.

Сочетание высокой коррозионно-усталостной стойкости алюминиевых бронз с химико-термической обработкой их поверхности, повышающей кавитационную стойкость поверхностного слоя, обеспечивает возможность изготовления ультразвуковых преобразователей для длительной работы в агрессивных средах и делает экономически целесообразным применение ультразвукового травления.

В связи с большим влиянием напряженного состояния на стойкость излучателей, повышение стойкости может быть достигнуто при максимальном снижении в них знакопеременных напряжений. В соответствии с этим в излучателях следует избегать резких переходов сечений, в частности не сверлить в них отверстий для крепления, так как вокруг них уровень знакопеременных напряжений возрастает.

Способ закрепления преобразователей в технологическом устройстве должен быть таким, чтобы не создавать в отдельных сечениях излучателя дополнительных напряжений.

Естественно, учет воздействия знакопеременных напряжений непосредственно на обрабатываемую деталь должен проводиться и при применении контактного метода очистки, когда излучателем становится сама деталь.

При высоком уровне знакопеременных напряжений может наблюдаться чисто усталостное разрушение материала излучателя или детали. В этом случае важно оценить максимальные значения напряжений, возникающих во всем объеме металла.

В большинстве случаев величина знакопеременных напряжений в материале излучателя или стенке изделия определяется, главным образом, возникающими в них изгибными колебаниями. Действительно, продольные колебания определяют напряженное состояние только стержневых систем. Для них

$$\sigma = \frac{\xi_{np}}{\lambda_{np}} \cdot \frac{E}{2\pi} \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda_{np}},$$

где  $\xi_{np}$  — амплитуда продольных смещений;  $x$  — расстояние исследуемой точки от свободного торца стержневой системы.

Что касается величины напряжений непосредственно на поверхности излучателя (детали), то для продольных колебаний она практически равна нулю (когда нагрузка — жидкость), а для изгибных колебаний равна нулю в среднем сечении и максимальна на поверхности.

Следует иметь в виду, что при изгибных колебаниях необходимо учитывать не только напряжения растяжения, но и напряжения сдвига.

Величина напряжений, возникающих при изгибных колебаниях, может быть определена из выражений для изгибающего момента и поперечной силы [78]:

$$M = -EI \frac{d\psi}{dx},$$

$$Q = K' \left( \frac{\partial W}{\partial x} - \psi \right) SG,$$

где  $E$  — модуль упругости;  $I$  — момент инерции;  $K'$  — числовой коэффициент, зависящий от формы поперечного сечения, равный для стержня и полосы 0,9;  $G$  — модуль сдвига;  $S$  — площадь поперечного сечения;  $\psi$  — угол наклона касательной к кривой изгиба при пренебрежении сдвигом.

Принимая зависимость поперечного смещения от координат равной

$$W = A_{mn} X_n(x) Y_m(y)$$

( $X_n$  и  $Y_m$  — балочные функции), можно получить для изгибающего момента и поперечной силы следующие выражения

$$M = \left( \frac{\lambda_{\text{пр}}^2}{\lambda_{\text{изг}}^2} - \frac{E}{G} \cdot \frac{1}{K'} \right) 2\pi^2 EI W, \quad (49)$$

$$Q = \left( \frac{\lambda_{\text{изг}}}{\lambda_{\text{пр}}} \right)^2 SE \frac{dW}{dX}. \quad (50)$$

Отсюда определяются выражения для растягивающих напряжений и напряжений сдвига, возникающих на поверхности изделия:

$$\sigma_{\text{раст}} = \left( \frac{\lambda_{\text{пр}}^2}{\lambda_{\text{изг}}^2} - \frac{E}{G} \cdot \frac{1}{K'} \right) \cdot \frac{2\tau \cdot h}{\lambda_{\text{изг}}} \sigma_{\text{сдвиг}}, \quad (51)$$

$$\sigma_{\text{сдвиг}} = \left( \frac{\lambda_{\text{изг}}}{\lambda_{\text{пр}}} \right)^2 2\pi E \frac{W}{\lambda_{\text{изг}}}, \quad (52)$$

где  $W$  — поперечное смещение;  $h$  — толщина материала;  $\lambda_{\text{пр}}$  — длина волны продольных колебаний;  $\lambda_{\text{изг}}$  — длина волны изгибных колебаний, определяемая по формуле (44).

Расчетные данные, полученные по формулам (51) и (52), должны сопоставляться со значениями усталостной прочности материала [79]. В тех случаях, когда при этом сохраняется достаточный запас по усталостной прочности (1,5—2,5), можно рассчитывать на длительную работу материала без разрушения.

#### § 4. Способы очистки

При разработке технологических приемов очистки, устройств и оборудования для очистки следует в первую очередь учитывать те особенности распределения ультразвукового поля в жидкости, о которых говорилось в § 2. Эти особенности определяют также требования к ультразвуковым колебательным системам. Ниже дается систематизированный перечень этих правил и требований.

1. Для открытых ванн эффективная очистка происходит в зоне наиболее интенсивной кавитации, непосредственно примыкающей к поверхности излучателя. Отсюда вытекает требование максимально приблизить детали к поверхности излучателя.

2. Технологическое использование всего объема ванны может быть осуществлено в двух случаях:

а) при низких значениях интенсивности ультразвукового поля ( $\Delta W < 0,3 \text{ вт/см}^2$ ), когда в жидкости не развивается кавитационная область. Такие режимы эффективны при очистке от жировых загрязнений, слабо связанных с поверхностью изделия;

б) при использовании ванны с повышенным статическим давлением, когда в жидкости имеется несколько зон развитой кавитации.

3. Для деталей, помещенных в рабочий объем, звуковое давление со стороны, противоположной поверхности излучателя, резко снижается и эффективно очищаться будет только поверхность детали, обращенная к поверхности излучателя. Ввиду этого двухстороннюю очистку деталей можно осуществлять либо при их повороте, либо в специальных ваннах с двухсторонним излучением.

4. Для мелких деталей с поперечными размерами, меньшими  $1/20 - 1/30$  длины волны в жидкости (что при частоте 22 кГц соответствует поперечным размерам 2,5 мм), за счет дифракции эффективная очистка будет осуществляться по всей поверхности.

5. Наличие перегородок резко снижает интенсивность ультразвукового поля. Вследствие этого загрузочные приспособления необходимо выполнять с сетчатым дном, размер ячеек более 10 мм<sup>2</sup> из тонкой проволоки диаметром 1—1,5 мм.

6. Для открытых ванн высота уровня жидкости мало сказывается на величине звукового поля у поверхности излучателя и, следовательно, на эффективности очистки. Однако для образования развитой кавитационной области высота столба жидкости должна быть не менее четверти длины волны в жидкости.

7. Для ванн, работающих под повышенным статическим давлением, и для ванн с малой интенсивностью звукового поля целесообразно очищаемые детали размещать так, чтобы высота столба жидкости над ними была равна  $(\lambda/4)(2n+1)$ .

8. Для очистки внутренних полостей деталей наиболее целесообразно применение контактного метода, когда ультразвуковое поле в полости создается возбуждением ультразвуковых колебаний в самой детали.

9. Для деталей, внутренние полости которых имеют регулярную форму (например, трубопроводы), следует применять фокусирующие кольцевые или трубчатые преобразователи. В этом случае вследствие снижения интенсивности кавитации у поверхности излучателя можно получить необходимые значения ультразвукового поля во внутренней полости при толщине стенки до 2—3 мм.

10. При очистке открытых полостей (глубоких отверстий, каналов) ультразвуковое поле в них целесообразно создавать введением волноводов-инструментов, в которых возбуждаются ультразвуковые колебания.

В соответствии с этими правилами и требованиями могут применяться следующие методы ультразвуковой очистки:

- а) погружением;
- б) контактным методом;
- в) введением излучателей в зону обработки;
- г) непрерывно-последовательным методом;
- д) при повышенном статическом давлении.

**Очистка методом погружения** выполняется различным образом: погружением деталей без их перемещения, с периодическим перемещением, погружением отдельных частей детали с последовательным перемещением.

Во всех случаях очистки методом погружения применяются преобразователи с развитой поверхностью излучения, ориентированные различным образом к очищаемой поверхности.

Мелкие детали загружаются в простых загрузочных сетках. Ввиду сильного экранирующего действия рекомендуется применять однослойную загрузку. Для очистки мелких деталей может применяться многослойная загрузка, однако в этом случае обязательно встряхивать или пересыпать детали. В ряде случаев для этих операций применяются специальные устройства барабанного типа.

При очистке деталей, размеры которых сравнимы с размерами излучателя, применяется индивидуальная загрузка. В случае необходимости провести очистку противоположных поверхностей детали поворачиваются (вручную или механически) в ванне.

Крупногабаритные детали очищаются последовательным перемещением отдельных их частей в ванне.

**Очистка контактным методом** состоит в том, что ультразвуковые колебания создаются в изделии за счет акустического контакта между преобразователем и деталью. Деталь становится вторичным излучателем и очистка поверхности происходит не только за счет специфических эффектов, возникающих в жидкости при распространении звуковой волны, но и за счет изгибных колебаний самой детали, способствующих отслоению пленки загрязнений с их поверхности.

Контактный метод используется для очистки внутренних полостей изделий сложного профиля. При больших габаритах детали необходимо преобразователи передвигать по поверхности деталей. Если поверхность велика, то интенсивность колебаний стенки детали при удалении от преобразователя падает вследствие расхождения волны при ее распространении по детали, причем ослабление интенсивности колебаний приближенно можно считать пропорциональным полуторной степени отношения расстояния до преобразователя к радиусу поверхности контакта преобразователя и детали. Для контактного метода очистки применяют преобразователи с настроенными волноводами, выполненными в виде трансформаторов скоростей с небольшим коэффициентом трансформации (1,5—2,5). Для деталей небольших габаритов целесообразно применение колебательной системы, состоящей из преобразователя с волноводом и настроенной полуволновой опоры. Деталь помещается между волноводом и опорой и закрепляется стяжками, опорные фланцы которых расположены в узлах смещения волновода и опоры.

**Очистка путем введения излучателей в зону обработки.** Этот метод весьма эффективен, когда нужно очистить труднодоступные места, глухие отверстия или канавы. В большинстве случаев очистку этим способом целесообразно осуществлять с помощью ручных устройств, одно из основных требований к которым — малый вес и компактность. Поэтому преобразователи для этого метода целесообразно выполнять на частоту 44 кГц. Излучателем служит изгибно-колеблющаяся трубка с таким диаметром, чтобы зазор между стенкой очищаемого отверстия и наружной стенкой трубы не превышал 3—5 мм. Технологическое преимущество изгибно-колеблющихся излучателей состоит в возможности выполнить их большой длины (до 10—20 длин волн изгибных колебаний трубки). Могут использоваться излучатели с продольными колебаниями, выполненные в виде стержневой системы с длиной в несколько полуволн. Однако у таких волноводов только торец является излучающей поверхностью, тогда как у изгибно-колеблющегося волновода излучение (хотя и не равномерное) происходит по всей его боковой поверхности.

**Очистка непрерывно-последовательным методом** деталей большой протяженности осуществляется в двух вариантах: 1) блок с преобразователями перемещается относительно деталей, погруженных в ванну; 2) де-

галь перемещается относительно размещенного в ультразвуковой ванне блока с преобразователями.

Для очистки полуфабриката в виде ленты, полосы или проволоки, когда можно намотать и перемотать изделие, применяется второй вариант. Этот способ может обеспечить высокое качество очистки только в том случае, когда все точки поверхности детали при ее относительном перемещении через зону интенсивной кавитации находятся в примерно одинаковых условиях. Поэтому преобразователи должны обеспечить равномерное поле в плоскости, перпендикулярной направлению перемещения детали. Используя непрерывно-последовательный метод, можно создавать высокопроизводительные и компактные установки для очистки при большой скорости движения обрабатываемой заготовки. Скорость движения заготовки определяет величину поверхности излучения и мощность блока преобразователей.

**Очистка при повышенном статическом давлении.** Как было показано в гл. 2, повышение статического давления при одновременном повышении удельной акустической мощности позволяет весьма существенно усилить кавитационные эффекты. Ввиду того, что удельную мощность приходится доводить до  $20\text{--}25 \text{ вт/см}^2$ , ванны и устройства, работающие по этому способу, имеют небольшие размеры и емкости (до 5 л). Применяются в них либо преобразователи с коническими волноводами расходящегося типа и имеющие небольшой коэффициент трансформации (2—3), либо трубчатые преобразователи. Для создания усиленной кавитации во внутренней полости изделия, ее герметизируют и в ней создается повышенное статическое давление при одновременном возбуждении детали контактным способом.

## § 5. Типовые устройства

В СССР и за рубежом выпускается и применяется весьма широкая номенклатура технологических устройств, установок и оборудования для ультразвуковой очистки. Их конструктивные особенности определяются формой и размерами очищаемых деталей, видами загрязнений, требованиями к качеству поверхности и задаваемой производительностью.

Все известные типы установок по существу охватываются приведенной классификацией. Ниже в качестве иллюстрации описаны типовые устройства для ультразвуковой очистки. Они не претендуют на полноту, тем более, что ограничиваются установками, выпускаемыми только в СССР.

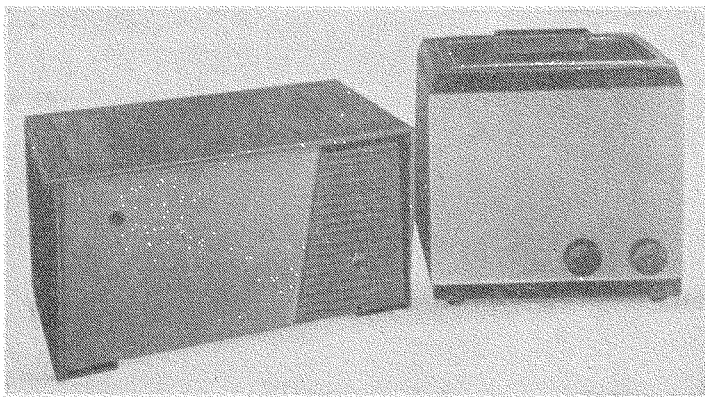
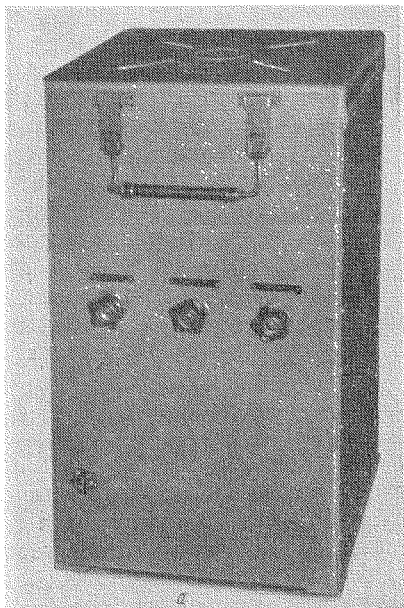


Рис. 63. Ультразвуковая настольная установка типа УЗУ-0,1 для очистки мелких деталей

**Очистка методом погружения.** Для очистки мелких деталей от легких механических загрязнений используются настольные ультразвуковые установки, в которых источниками ультразвуковых колебаний служат пьезокерамические преобразователи. На рис. 63 представлена одна из таких установок типа УЗУ-0,1 мощностью 100 *вт* с преобразователем из ЦТС диаметром 30 *мм* [80, 81].

Для очистки деталей размерами до 150—200 *мм* в СССР выпускаются ультразвуковые ванны типа УЗВ-15М, 16М, 17М, 18М объемом от 15 до 150 *л*. Источником колебания в них служат магнитострикционные преобразователи ПМС-6М; их встраивают (от одного до четырех) в дно ванны.

На рис. 64 представлены общий вид и схема ванны УЗВ-15М с одним преобразователем ПМС-6М.



Более сложная конструкция ванны УЗВМ-3, имеющей элементы механизации, представлена на рис. 65. В качестве загрузочного устройства используется вращающийся сетчатый барабан, перемещающий детали в процессе очистки при загрузке их в несколько слоев. Для обеспечения оптимальных режимов очистки предусмотрена возможность циркуляции, фильтрации моющего раствора, автоматического регулирования температуры и времени очистки. Источником ультразвуковых колебаний

Рис. 64. Общий вид (а) и схема (б) ультразвуковой ванны УЗВ-15М

1 — корпус ванны; 2 — преобразователь ПМС-6М; 3 — загрузочное устройство; 4 — звукоизоляционный кожух

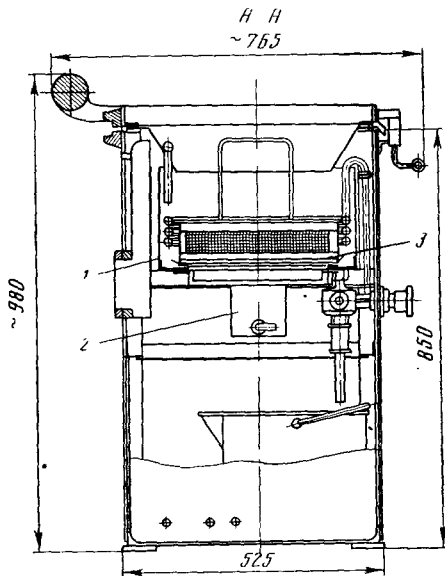
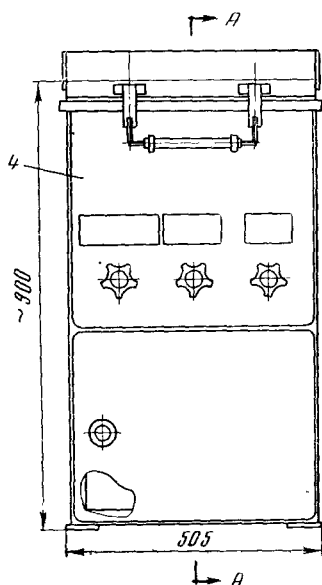




Рис. 65. Общий вид (а) и схема (б) механизированной ванны типа УЗВМ-3

1 — корпус ванны; 2 — преобразователь ПМС-38; 3 — загрузочный барабан; 4 — крышка; 5 — привод; 6 — пульт управления; 7 — бак для моющего раствора; 8 — насос; 9 — холодильник для улавливания паров летучих растворителей; 10 — сетчатая корзина для выгрузки деталей, очищаемых непосредственно на диафрагме; 11 — фильтр-отстойник

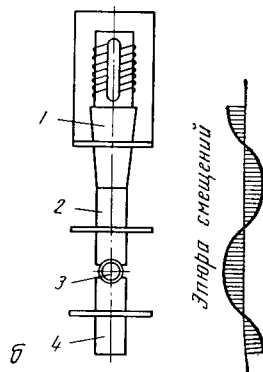
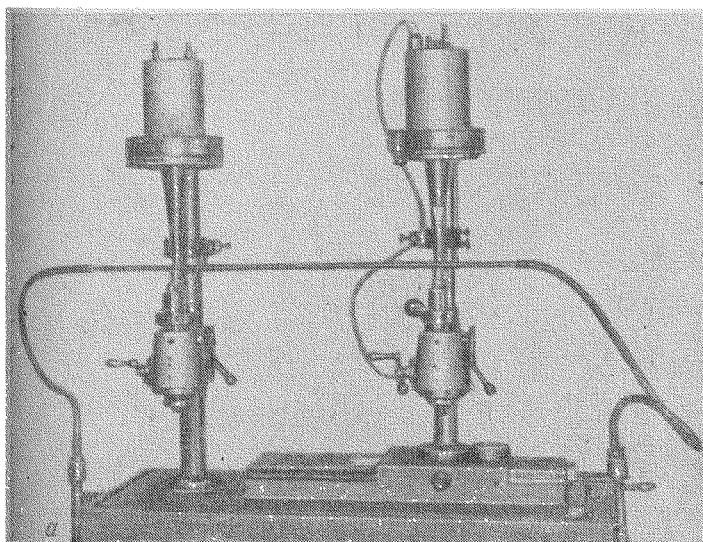
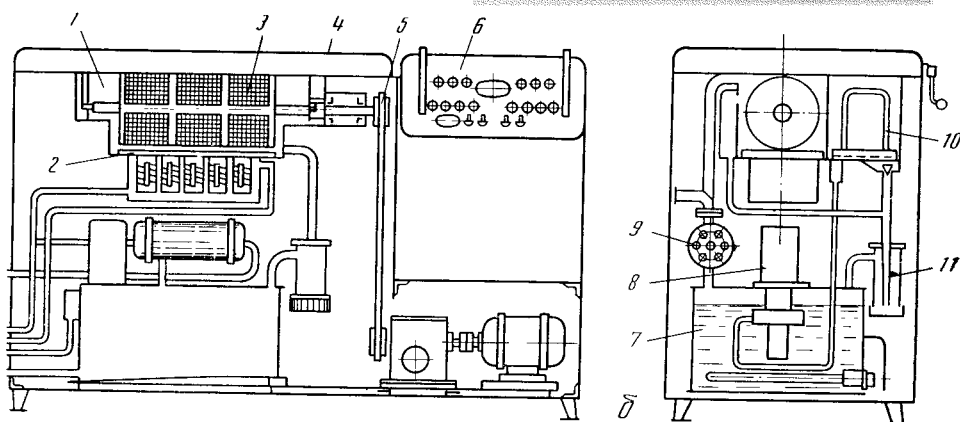
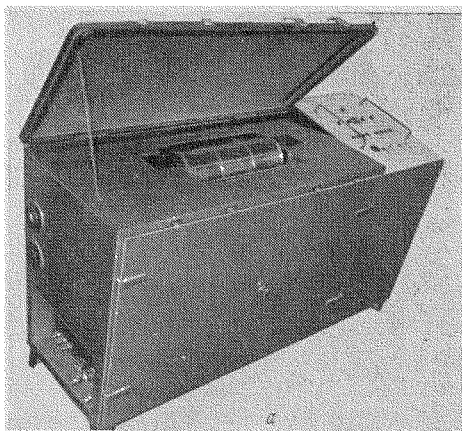


Рис. 66. Общий вид (а) и схема (б) установки для ультразвуковой очистки труб  
1 — трансформатор упругих колебаний; 2 — инструмент; 3 — труба; 4 — полуволновая опора

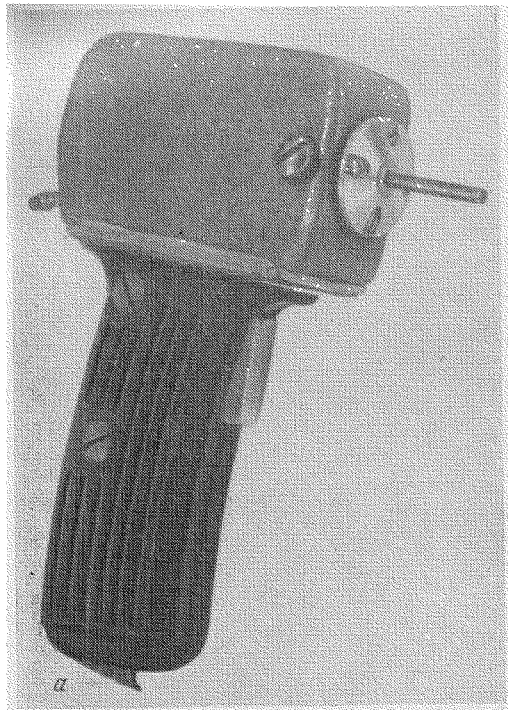
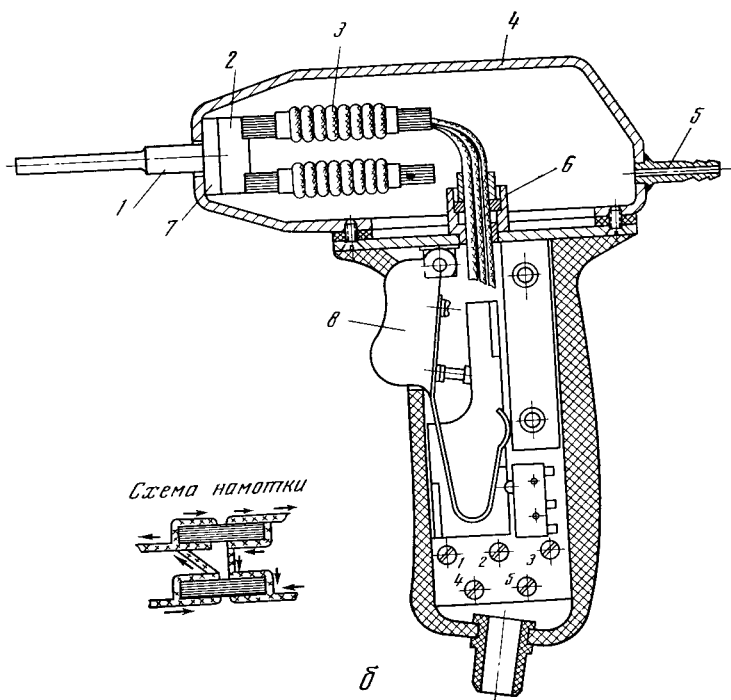
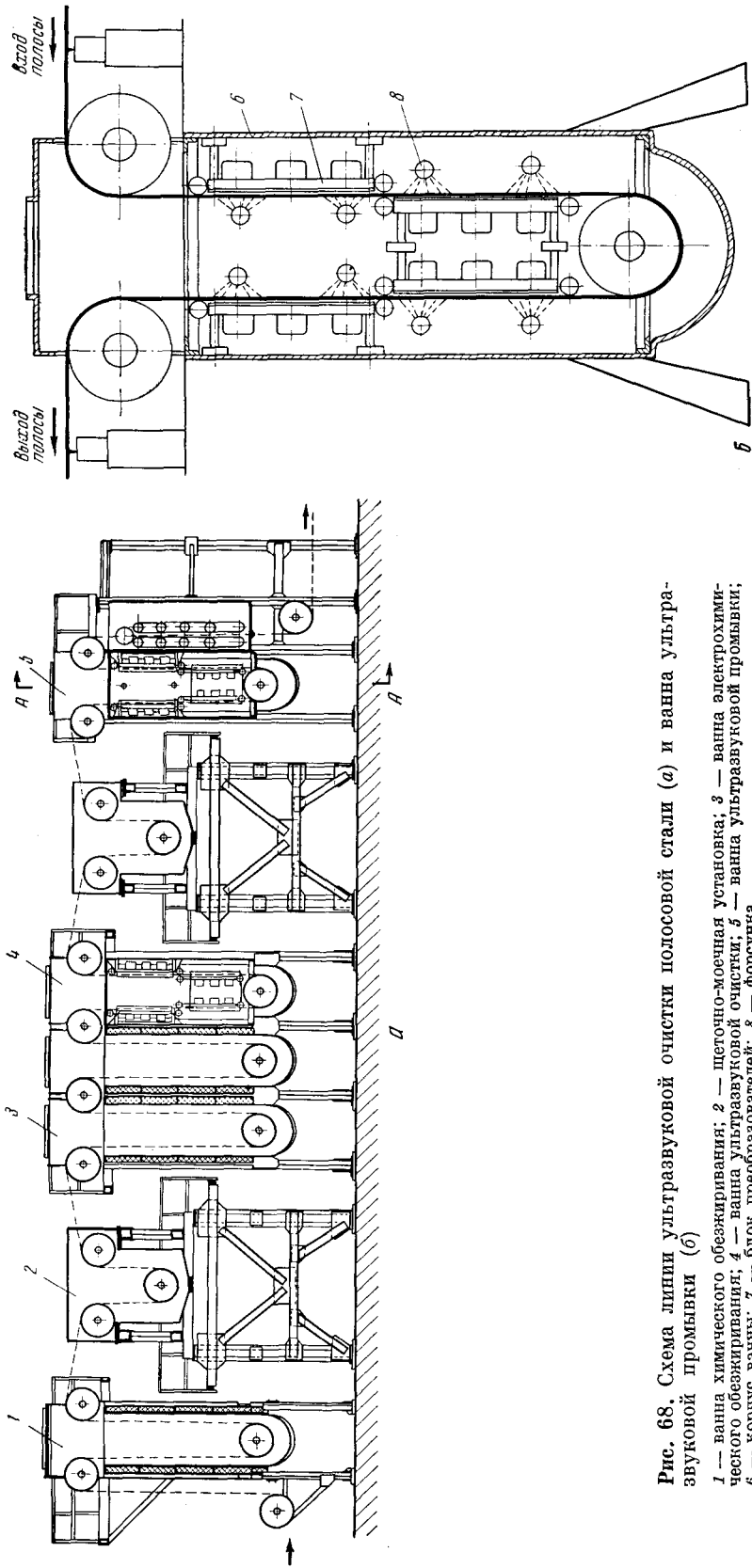


Рис. 67. Общий вид (а) и схема (б) устройства для очистки глубоких отверстий

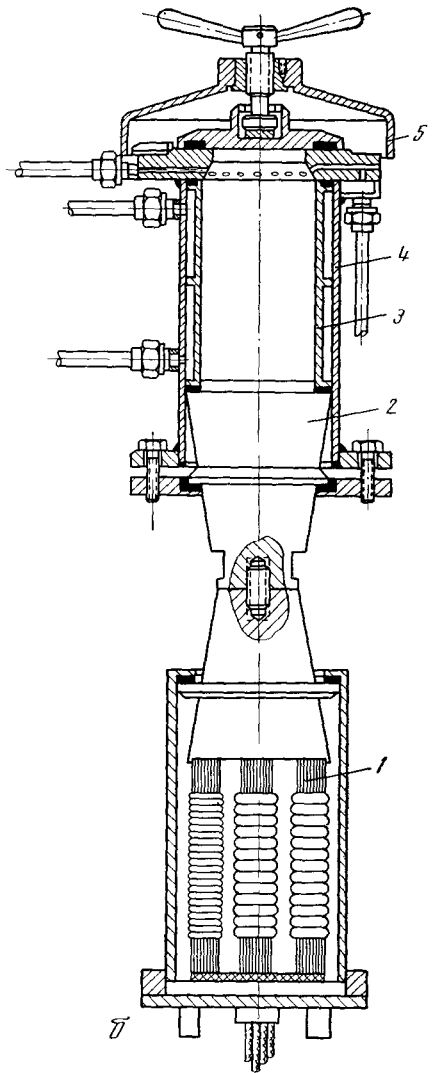
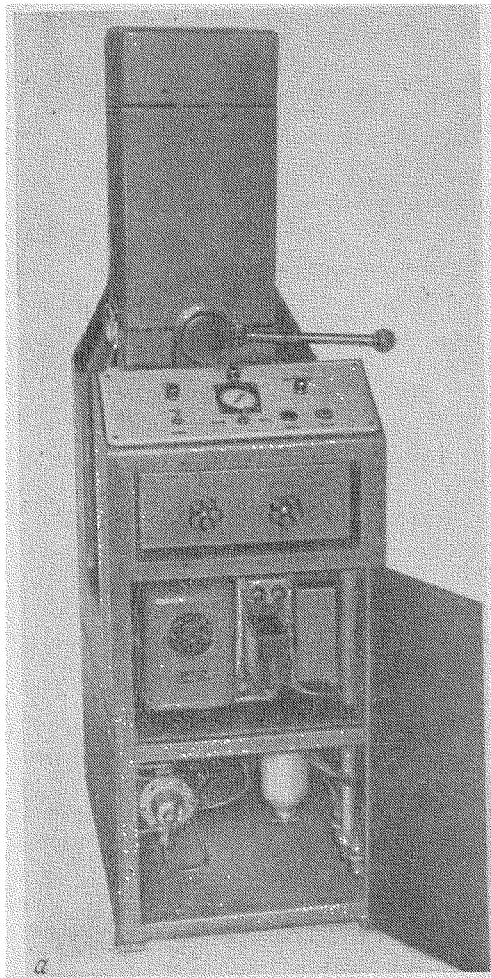
1 — волновод; 2 — диафрагма; 3 — магнитострикционные пакеты; 4 — корпус; 5 — штуцер для подачи моющей жидкости; 6 — сальниковое уплотнение; 7 — прокладка; 8 — курок-выключатель





**Рис. 68.** Схема линии ультразвуковой очистки полосовой стали (а) и ванна ультразвуковой промывки (б)

1 — ванна химического обезжиривания; 2 — сеточно-мочная установка; 3 — ванна электрохимического обезжиривания; 4 — ванна ультразвуковой очистки; 5 — ванна ультразвуковой промывки; 6 — корпус ванны; 7 — блок преобразователей; 8 — форсунка



**Рис. 69.** Общий вид (а) и схема (б) установки УЗВД-6 для удаления заусенцев  
 1 — преобразователь; 2 — излучатель; 3 — сменный стакан; 4 — корпус ванны; 5 — крышка

служит преобразователь ПМС-38М с равномерно распределенным полем. Ванны УЗВ-15М, 16М, 17М, 18М и установка УЗВМ-3 работают на частоте 18—22 кГц и имеют звукоизоляцию.

**Очистка контактным методом.** Схема установки для очистки контактным методом представлена на рис. 66, б. Подобные установки могут использоваться для очистки внутренних полостей труб [82]. Общий вид лабораторной установки для очистки труб представлен на рис. 66, а. Источником колебаний служат два преобразователя типа ПМС-15А18. Очищаемая трубка зажимается между излучателем (цилиндрическим волноводом) и настроенной полуволновой опорой. Моющий раствор подается по внутренней полости трубы насосом. Если необходимо очищать наружную и внутреннюю полости одновременно, то трубка помещается в ванну с моющим раствором.

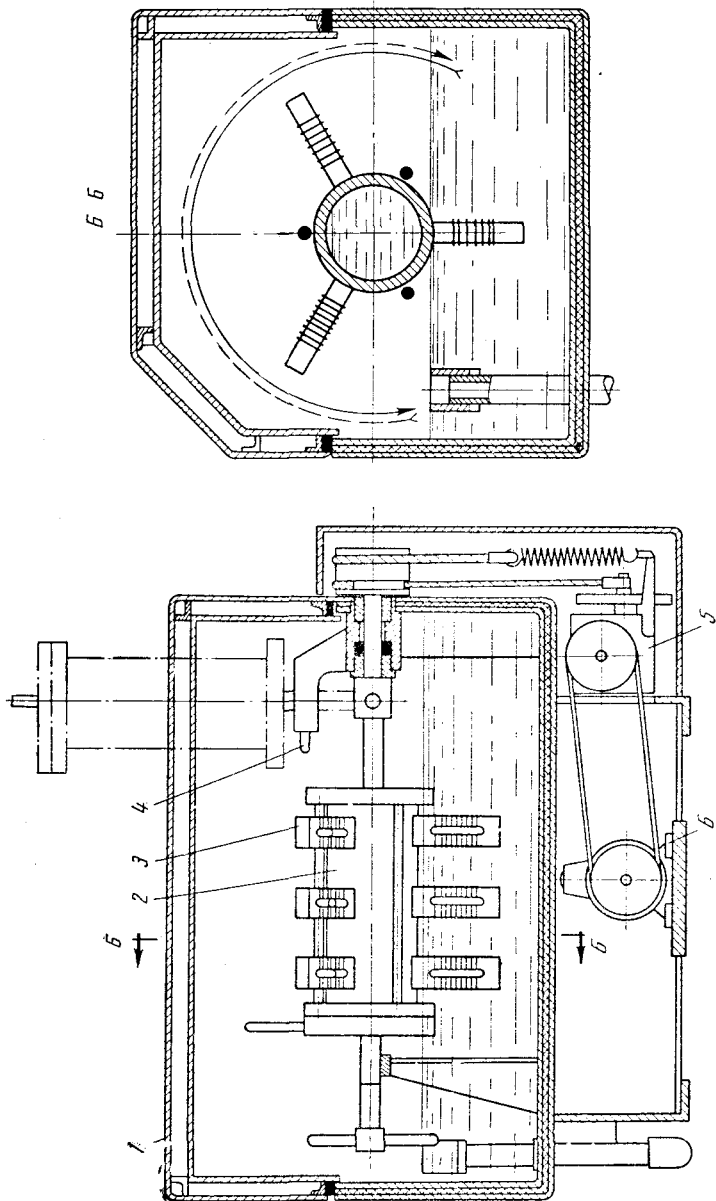


Рис. 70. Схема ультразвуковой установки с фокусирующим преобразователем  
 1 — каркас установки; 2 — излучатель; 3 — преобразователь; 4 — фиксатор; 5 — редуктор; 6 — электродвигатель

**Очистка путем введения излучателей в зону обработки.** Типичным примером устройств для очистки корпусных деталей сложной формы с глухими каналами и отверстиями является ручное приспособление типа УОГ-3 [83]. На рис. 67 представлены общий вид и схема устройства для очистки глухих отверстий. В очищаемое отверстие вводится трубчатый волновод, в котором возбуждаются изгибные колебания. Преобразователь охлаждается моющим раствором, который подается в очищаемую полость по трубке — волноводу. С помощью устройства УОГ-3 можно очищать отверстия диаметром 4—8 мм и глубиной от 40 до 400 мм.

**Очистка непрерывно-последовательным методом деталей с большой площадью поверхности.** Такой метод особенно перспективен в металлургической промышленности. На рис. 68, а представлена схема установки для очистки полосы трансформаторной стали [84]. Полосовая сталь шириной 750 мм и толщиной 0,35 мм последовательно пропускается через три ванны химического обезжиривания, две ванны со щеточно-моющими машинами и две — ультразвуковые. Скорость движения ленты доходит до 3—4 м/сек, протяженность линии более 40 м. Магнитоотрицательные преобразователи смонтированы в блоки, которые устанавливаются по обе стороны очищаемой полосы. Для повышения качества очистки полоса прижимается к поверхности излучателей струями моющей жидкости, подаваемой через форсунки (рис. 68, б).

**Очистка под повышенным статическим давлением.** Общий вид и схема ультразвуковой установки со стержневым излучателем, работающей под повышенным (до  $5 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>) статическим давлением представлена на рис. 69. Она предназначена для удаления заусенцев с мелких прецизионных деталей и очистки мелких деталей с глухими отверстиями. Источником ультразвуковых колебаний служит преобразователь ПМС-15А-18. Объем ванны 1,5 л.

Установка имеет пульт управления, поворотное устройство и рабочую камеру. Придается технологическая ванна для выгрузки обработанных деталей, промывки и осветления. Установка используется также для сверхтонкого диспергирования сверхтвердых материалов.

Схема установки с фокусирующим излучателем [85], работающей при повышенном статическом давлении, представлена на рис. 70. Поворотное устройство обеспечивает попеременное охлаждение магнитоотрицательных пакетов, перемещение обрабатываемых деталей, загрузку и выгрузку деталей.

Описанные конструкции устройств, естественно, не исчерпывают всего многообразия конструктивных и технических решений, осуществленных в различных типах установок для ультразвуковой очистки.

\* \* \*

Механизм разрушения поверхностных пленок кавитационными пузырьками изучен в настоящее время достаточно подробно. Проведены не только экспериментальные, но и теоретические исследования, позволившие путем аналитического решения уравнений движения парогазового пузырька в звуковом поле установить оптимальные технологические режимы очистки. Разработан эффективный метод управления процессом ультразвуковой кавитации, обеспечивающий интенсивное разрушение поверхностных пленок при определенном соотношении звукового и статического давлений.

Для ультразвуковой очистки разработаны мощные и высокоэффективные колебательные системы с развитой излучающей поверхностью, обеспечивающие удаление пленок, прочно связанных с очищаемой поверхностью и высокую производительность процесса очистки. Созданы разно-

образные технологические установки и устройства, в которых обеспечивается удаление загрязнений с поверхности деталей самой различной формы и размеров.

Ультразвуковая очистка широко внедрена в промышленность и дает высокие технико-экономический эффект.

Дальнейшие исследования процесса ультразвуковой очистки должны быть направлены на изучение влияния акустических течений на механизм разрушения поверхностных пленок в звуковом поле, а также изучение воздействия мощных ультразвуковых колебаний на протекание химических реакций особенно в тех случаях, когда в результате реакции образуются продукты, химически взаимодействующие с пленкой загрязнений. Перспективно сочетание ультразвуковой очистки с другими способами интенсификации этого процесса, например, с электрохимической и струйной очисткой. Большой интерес представляет более детальное изучение особенностей ультразвукового поля в рабочем объеме с выявлением количественных закономерностей, связывающих свойства кавитационной области и характеристик ультразвукового поля.

Весьма актуально создание еще более мощных колебательных систем, дальнейшие изыскания материалов для излучателей, стойких в агрессивных средах, более широкое практическое использование фокусирующих преобразователей, повышение надежности и экономичности источников ультразвуковой энергии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. O. Mattiat. Transducer for Producing Ultrasonic Waves. — JASA, 25, N 2, 291, 1953.
2. I. F. Johnston, F. D. Wertz. Cylindrical Barium Titanate Transducer. — JASA, 22, N 4, 676, 1950.
3. Q. Pohlman. Die Ultraschallreinigung innerer und ausserer Oberfläche mit dem Resonanzverfahren. — Metall, 11, N 6, 508, 1957.
4. L. E. Sprenger. Efficient Cleaning Methods. — Metal Inds, 91, N 2, 29, 1957.
5. Л. Бергман. Ультразвук. ИЛ, 1957.
6. М. Г. Коган. Промышленное применение ультразвука при очистке деталей. М., ВИНТИ, 1960.
7. Р. К. Сакович. Себестоимость и экономическая эффективность ультразвуковых установок. — Сб. статей «Очистка деталей с помощью ультразвука», ч. 2. Л., 1964, стр. 78.
8. Л. Д. Розенберг. On the Physics of Ultrasonic Cleaning. — Ultrasonic News, 4, N 4, 16, 1960.
9. Л. О. Макаров, Л. Д. Розенберг. О механизме ультразвуковой очистки. — Акуст. ж., 3, вып. 4, 374, 1957.
10. А. С. Бебчук. Исследование кавитационного разрушения твердых тел и поверхностных пленок в акустическом поле. Канд. дисс. (Акустический ин-т АН СССР). М., 1960.
11. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский. Способ повышения эффективности воздействия ультразвука на процессы, протекающие в жидкостях. — Ультразвуковая техника, 3, 38, 1964.
12. Ю. И. Китайгородский, М. Г. Коган. Ультраакустический трансформатор. Авт. свид. № 113254 от 18.III 1957 г.; Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 5, 127, 1958.
13. Н. А. Белоусов, В. А. Тузлукова. Особенности конструкций и технологии изготовления магнитострикционных преобразователей. — Сборник докладов «Источники ультразвуковой энергии». М., ЦИНТИЭПП, 1960, стр. 79.
14. Ю. И. Китайгородский, М. Г. Коган. Однокаскадный самовозбуждающийся ультразвуковой генератор. Авт. свид. № 115906 с приоритетом от 28.III 1967 г.; Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 1, 88, 1958.
15. Д. Б. Мандрус, И. М. Соломахин. Ультразвуковые генераторы разработки ЦКБ УВУ. — Сборник докладов Всесоюз. научно-техн. конф. по применению ультразвука в промышленности «Источники ультразвуковой энергии». М., ЦИНТИЭПП, 1960, стр. 5.
16. Н. А. Белоусов, В. П. Володин, М. М. Зарецкий, Е. М. Шленский. Особенности схем и конструкций промышленных ультразвуковых генераторов. — Сборник докладов Всесоюз. научно-техн. конф. по приме-

- нению ультразвука в промышленности «Источники ультразвуковой энергии». М., ЦИТИЭПП, 1960, стр. 18.
17. Ю. И. Китайгородский. Промышленные ультразвуковые генераторы и преобразователи. — Сб. ст. «Применение ультразвука в технологии машиностроения», вып. 2. М., 1960, стр. 3.
  18. Ю. И. Китайгородский, Н. А. Белоусов, В. П. Володин, Е. М. Шленский. *Oszillator mit einer Antriebsspule auf einem magnetostriktiven Kern*. Pat. N 1219718, 1964.
  19. М. Г. Коган. Применение ультразвуковой очистки в машиностроении. — В сб. «Передовой научно-техн. и произв. опыт». Ультразвуковые электрические и электротехнические способы обработки металлов и неметалл. материалов, вып. 5. М., ЦИТЭИ, 1960.
  20. В. И. Володарская, Ю. И. Китайгородский, В. Ф. Королев. Технологическое оборудование для ультразвуковой очистки деталей и узлов. — В сб. статей «Применение ультразвука в технологии машиностроения». М., 1960, стр. 64.
  21. W. Lehfeld, V. Herpenheim. *Metallreinigung mittels Ultraschall*. — *Z. prakt. Metallbearbeitung*, 1, 14, 1961.
  22. Е. А. Нейгайрас. Некоторые вопросы техники ультразвуковой очистки. — *Акуст. ж.*, 8, вып. 8, 1, 7, 1962.
  23. Ю. Г. Статников. Исследование акустических течений. Канд. дисс. (Акуст. ин-т АН СССР). М., 1967.
  24. А. П. Чернов, Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, П. И. Алютин. Снятие заусенцев с прецизионных деталей приборного и часового производства при воздействии ультразвука. — В сб.: «Ультразвук в машиностроении». М., ЦНИИИИ, 1966, стр. 189.
  25. А. С. Бебчук, Э. Н. Рубинштейн. Применение ультразвука для очистки и обезжиривания деталей. — В сб. «Передовой научно-техн. и произв. опыт». М., 1958.
  26. М. Г. Сиротюк. О поведении кавитационных пузырьков при больших интенсивностях ультразвука. — *Акуст. ж.*, вып. 7, 4, 499, 1961.
  27. Н. Н. Богачев, Р. И. Милиц. Повышение кавитационно-коррозионной стойкости деталей машин. М., Машиз, 1964.
  28. А. С. Бебчук, Л. О. Макаров, Л. Д. Розенберг. О механизме кавитационного разрушения поверхностных пленок в звуковом поле. — *Акуст. ж.*, 2, вып. 2, 113, 1956.
  29. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., Изд. «Судостроение», 1966.
  30. Г. Флинн. Физика акустической кавитации в жидкостях. — В кн. «Физическая акустика», т. I, ч. Б. Изд-во «Мир», 1967.
  31. В. Е. Nolting, E. A. Nerrigas. *Cavitation Produced by Ultrasonics*. — *Proc. Phys. Soc.*, 63B, N 9, 674, 1950.
  32. *Kinematographische Untersuchung der Einzelblasen-Kavitation*. — *Acustica*, 9, N 4, 321, 1959.
  33. J. Olaf. *Oberflächereinigung mit Ultraschall*. — *Acustica*, 7, 5, 253, 1957.
  34. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский. Кавитационное разрушение поверхностных пленок в акустическом поле при повышенном статическом давлении. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 2, 283, 1967.
  35. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкостей. Л., ГИТТЛ, 1951.
  36. В. И. Образцов, В. Ф. Ноздрев. Динамика снятия жировых пленок под действием ультразвука. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества». М., Изд. МОПИ, 15, 151.
  37. О. К. Экнадиосянц. Распыление жидкостей в ультразвуковом фонтане. — *Ультразвуковая техника*, № 1, 8, 1966.
  38. В. А. Агранат, В. И. Башкиров, Н. В. Семеновых, Ю. В. Кошелев. О механизме ультразвукового травления. Труды VI Всесоюз. акуст. конф., доклад РИ6, 1968.
  39. И. Е. Эльпинер. Ультразвуковая люминесценция. — *Акуст. ж.*, 6, вып. 1, 1960.
  40. В. А. Акуличев. Исследование возникновения и протекания акустической кавитации. Канд. дисс. (Акуст. ин-т). М., 1966.
  41. М. Г. Сиротюк. Об энергетике и динамике кавитационной области. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 2, 265, 1967.
  42. Lord Rayleigh. *On Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity*. — *Phil. Mag.*, 24, 94, 1917.
  43. Ф. А. Бронин. Кавитационное разрушение и диспергирование твердых тел в ультразвуковом поле высокой интенсивности. Канд. дисс. (Моск. ин-т стали и сплавов). М., 1967.
  44. И. Г. Портнов. Учет конденсации и теплопроводности пара при исследовании угасания сферического пузырька. — *Вестник МГУ*, серия 1, 6, 84, 1960.
  45. В. Д. Мартынов, Е. М. Кузнецова. Ультразвуковая очистка труб котлоагрегатов. — *Ультразвуковая техника*, № 3, 50, 1966.



46. В. А. Акуличев. Пульсация кавитационных пузырьков в поле ультразвуковой волны. — Акуст. ж., 13, вып. 2, 170, 1967.
47. М. Г. Сиротюк. Фокусирующий концентратор ультразвука из твердого материала. — Акуст. ж., 8, вып. 1, 124, 1962.
48. В. И. Башкиров, Н. Д. Качеровская. Выбор растворов для ультразвуковой очистки от загрязнений, прочно связанных с очищаемой поверхностью. — Ультразвуковая техника, № 4, 28, 1964.
49. O. A. Antonov. Technical Aspects of Ultrasonic Cleaning. — Ultrasonics, 1, 194, 1963.
50. А. С. Бебчук, Л. Д. Розенберг. О зависимости кавитационной эрозии от растворимости газа, находящегося над жидкостью. — Акуст. ж., 6, вып. 4, 498, 1960.
51. А. С. Бебчук. К вопросу о механизме кавитационного разрушения твердых тел. — Акуст. ж., 3, вып. 4, 369, 1957.
52. Л. Д. Розенберг. Кавитационный пузырек как трансформатор мощности. Труды VI Всесоюз. акуст. конф., 1968.
53. В. И. Башкиров, Л. И. Израйлович, А. В. Кутузов, Б. А. Агранат, Ю. И. Китайгородский. Способ измельчения материалов. Авт. свид. № 170435, Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 9, 6, 1965.
54. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский. Использование избыточного статического давления для управления процессом ультразвуковой кавитации. — Ультразвуковая техника, № 1, 1, 1966.
55. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ф. А. Бронин. Влияние статического давления на эффект сдвига во времени процесса захлопывания кавитационной полости. — Труды VI Всесоюз. акуст. конф., доклад Д12, 1968.
56. М. Г. Сиротюк. Протекание процессов ультразвуковой кавитации при повышенных гидростатических давлениях. — Акуст. ж., 12, вып. 2, 231, 1966.
57. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров. Критерий оценки интенсивности ультразвуковой кавитации. — ДАН СССР, 179, № 4, 72, 1968.
58. В. И. Башкиров. Эффективный метод управления процессом ультразвуковой кавитации. — В сб. «Промышленное применение ультразвука». М., ВНИИЭМ, 1965, стр. 3.
59. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, В. А. Докучаева. Рэлеевское течение в кавитирующей жидкости. — Труды VI Всесоюз. акуст. конф., доклад Д13, 1968.
60. Г. А. Хорошев. О захлопывании паровоздушных кавитационных полостей. — Акуст. ж., 9, вып. 3, 340, 1963.
61. Б. Н. Поддубный. Об очистке изделий от паст ГОН в двухфазных системах М+В под воздействием ультразвука. — Ультразвуковая техника, № 5, 17, 1966.
62. Л. Д. Розенберг, В. Ф. Казанцев, Л. О. Макаров, Д. Ф. Яхимович. Ультразвуковое резание. Изд-во АН СССР, 1962.
63. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, А. П. Чернов. Выбор оптимальных технологических режимов снятия заусенцев при воздействии ультразвука. — В сб. «Промышленное применение ультразвука». М., 1967, стр. 17.
64. С. П. Козырев. Исследование гидроабразивного износа металлов при кавитации. Канд. дисс. (Ин-т машиноведения АН СССР). М., 1962.
65. Г. Рехнитц. Метод снятия заусенцев и полирования часовых деталей в специальных жидкостях и устройство для полирования. Пат. № 366498, кл. 830, 3/08, Швейцария.
66. Е. Скучик. Основы акустики, т. 1, ИЛ, 1958.
67. Д. А. Гершгал, В. А. Фридман. Ультразвуковая аппаратура. Госэнергоиздат, 1968.
68. В. С. Гонткевич. Собственные колебания пластинок и оболочек. Изд-во «Наука», 1964.
69. И. П. Голямина. Исследование магнитострикционных ферритов в качестве материала для ультразвуковых излучателей. Канд. дисс. (Акуст. ин-т АН СССР). М., 1967.
70. Ю. И. Китайгородский. Экономичность ультразвуковой аппаратуры. — Ультразвуковая техника, № 1, 16, 1963.
71. И. И. Теумин. Введение ультразвуковых колебаний в обрабатываемые среды. Физика и техника мощного ультразвука. Изд-во «Наука», 1967, стр. 207.
72. Ю. И. Китайгородский, А. В. Стамов-Витковский. Динамическая устойчивость двигателей магнитострикционных преобразователей. — Труды VI Всесоюз. акуст. конф., доклад Г11, 1968.
73. А. В. Стамов-Витковский, Н. П. Бирюкова. Выбор оптимальных размеров магнитострикционного преобразователя. — В сб. «Излучатели и приемники ультразвуковых колебаний и методы измерения акустических полей», ч. I. Л., 1966.

74. В. В. Гавранек. Изучение кавитационной эрозии алюминиевых бронз на магнитострикционных вибраторах. — Труды ХЭТИ, 21, вып. 4, 1959.
75. В. И. Егоров. Исследование стойкости диафрагм магнитострикционных преобразователей. Канд. дисс. (Физ.-техн. ин-т АН БССР). Минск, 1966.
76. Л. А. Гликман. Коррозионно-механическая прочность металлов. Л., Mashgiz, 1955.
77. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский. Кавитационное разрушение металлов и сплавов в ультразвуковом поле. — В сб. «Применение ультразвука в машиностроении». Минск, 1964, стр. 89.
78. С. П. Тимошенко. Теория колебаний в инженерном деле. ОНТИ, 1959.
79. Я. Б. Фридман. Механические свойства металлов. М., 1952.
80. С. П. Чекрыжевский. Новое ультразвуковое оборудование для очистки изделий. — Ультразвуковая техника. М., № 2, 31, 1966.
81. А. Н. Гальперина. Пакетные пьезокерамические преобразователи. — В сб. «Прогрессивные методы ультразвуковой очистки изделий в химическом и нефтяном машиностроении». М., 1967, стр. 25.
82. В. И. Башкиров, Я. Н. Липкин, Н. В. Семеновых, А. М. Солок. Ультразвуковая очистка труб в прокатном производстве. — Ультразвуковая техника. № 3, 50, 1968.
83. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров. Проектирование устройств для ультразвуковой очистки. — В сб. «Прогрессивные методы ультразвуковой очистки изделий в химическом и нефтяном машиностроении». М., 1967, стр. 3.
84. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. В. Кошелев. Ультразвуковая очистка полосы трансформаторной стали в потоке. — Ультразвуковая техника, № 5, 28, 1967.
85. Б. А. Агранат, Н. П. Бирюкова, Ф. А. Бронин, И. Л. Глиббург, А. В. Стамов-Витковский, А. П. Чернов. Ультразвуковое устройство для снятия заусенцев и диспергирования материалов. Авт. свид. № 194059. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 8, 1967.

ЧАСТЬ IV

**ДЕГАЗАЦИЯ ЖИДКОСТЕЙ**

*О. А. Капустина*

## Часть IV

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	255
Глава 1. Пузырек газа в жидкости как колебательная система . . . . .	256
§ 1. Вынужденные колебания газового пузырька в звуковом поле . . . . .	256
§ 2. Потери при колебаниях пузырька . . . . .	258
Глава 2. Диффузионные эффекты на границе раздела пузырек—жидкость в звуковом поле . . . . .	262
§ 1. Теоретическое исследование диффузионного механизма роста газового пузырька в звуковом поле . . . . .	262
§ 2. Экспериментальное исследование диффузии на границе раздела пузырек—жидкость в звуковом поле. Сравнение с теорией . . . . .	269
§ 3. Стабилизация диффузионных эффектов в звуковом поле . . . . .	276
Глава 3. Выделение свободного газа из жидкости . . . . .	282
§ 1. Сила Бьеркнеса . . . . .	282
§ 2. Движение пузырьков и их коалесценция в поле акустических потоков . . . . .	286
§ 3. Радиационное давление . . . . .	290
Глава 4. Основные закономерности массообмена в системе газ—жидкость в звуковом поле . . . . .	296
§ 1. Массообмен в статических условиях и влияние звуковых колебаний . . . . .	296
§ 2. Кинетика процессов массообмена в звуковом поле . . . . .	299
§ 3. Влияние акустической мощности и частоты колебаний на скорости массообмена . . . . .	304
§ 4. Зависимость скорости массообмена от статического давления и температуры . . . . .	306
§ 5. Сопоставление действия звукового поля при выделении газа и его растворении . . . . .	307
§ 6. Квазиравновесная концентрация . . . . .	309
Глава 5. Кинетика процесса массообмена при наличии кавитации . . . . .	314
Глава 6. Механизм процесса дегазации . . . . .	319
Глава 7. Применение ультразвуковой дегазации в промышленности . . . . .	328
Литература . . . . .	333

## ВВЕДЕНИЕ

В жидкости, на которую воздействуют относительно интенсивные акустические колебания, уменьшается количество газа как растворенного, так и находящегося в виде пузырьков. Этот эффект находит применение в промышленной практике при дегазации расплавов металлов и стекла, растворов смол, вискозы, масел, различного рода напитков и проч. Кроме того, ультразвуковая дегазация является одной из причин ускорения электрохимических процессов в звуковом поле.

Однако до сего времени нет ясной физической картины механизма дегазации и четкого представления об основных качественных и количественных зависимостях этого процесса от параметров звукового поля. И происходит это, по-видимому, потому, что работы по исследованию этого вопроса не носят систематического характера и в основном содержат лишь качественные результаты. В большинстве работ нет данных об абсолютных значениях величин, характеризующих звуковое поле. Приводимые авторами этих работ такие величины, как сила тока в колебательном контуре, электрическое напряжение на преобразователе, потребляемый последним ток или мощность не позволяют судить о действительных условиях, в которых протекает процесс. Естественно, что, не зная самого механизма дегазации, невозможно использовать этот метод эффективно, и в большинстве случаев работа проводится в случайных, неоптимальных условиях, что отрицательно сказывается на производительности действующих установок и ограничивает более широкое внедрение данного способа дегазации.

Процесс дегазации можно разделить на три стадии:

1) Небольшие воздушные пузырьки, существующие в жидкости, растут за счет диффузии в них растворенного газа. Если в обычных условиях этот процесс происходит весьма медленно, то в звуковом поле вследствие колебаний пузырьков возникает специфический акустический эффект, существенным образом ускоряющий массопередачу.

2) Пары или группы мелких пузырьков коалесцируют, образуя пузырьки больших размеров. Эта фаза обусловлена действием акустических потоков, радиационного давления, сил Бьеркнеса и Бернулли.

3) Выросшие пузырьки, обладая большей плавучестью, быстрее поднимаются к поверхности и покидают жидкость.

Процесс дегазации вызывается различными факторами, поэтому так затруднено его исследование. В эксперименте не удается выделить и оценить степень влияния каждого из этих факторов, можно только контролировать общее изменение содержания газа в жидкости и по нему судить об их суммарном воздействии. Исходя из этого, мы в нашем исследовании приняли следующий подход: выделили и рассмотрели различные стороны воздействия ультразвуковых колебаний на одиночный газовый пузырек, а затем полученные закономерности перенесли на всю совокупность имеющихся в жидкости пузырьков.

В соответствии с тем, что газ в жидкости находится в связанном и свободном состоянии, все рассматриваемые эффекты разделяются на две группы: одна включает явления, способствующие извлечению только растворенного газа (диффузия на границе раздела пузырек—жидкость); другая объединяет факторы, действие которых приводит к выделению из жидкости свободного газа в виде пузырьков (сила Бьеркнеса, акустические течения, радиационное давление). Согласно этой классификации излагается фактический материал. Так как все рассматриваемые эффекты в первую очередь обусловлены колебательным движением пузырьков в звуковом поле, то обсуждение проблемы начинается с рассмотрения в гл. 1 свойств газового пузырька как колебательной системы. В гл. 2 рассмотрены диффузионные эффекты на границе раздела пузырек—жидкость в звуковом поле; гл. 3 посвящена исследованию факторов, способствующих выделению из жидкости пузырьков газа.

Кроме того, рассмотрены закономерности массопередачи в системе газ—жидкость в звуковом поле как при выделении газа из жидкости, так и при его поглощении (гл. 4). Эта более широкая постановка задачи вызвана тем обстоятельством, что процессы десорбции и абсорбции столь тесно связаны, что правильное представление о ходе одного из них можно получить только с учетом их взаимодействия. Сопоставлению кинетики процесса дегазации в докавитационном режиме и при наличии кавитации посвящена гл. 5. В гл. 6 данные о воздействии звукового поля на одиночный пузырек обобщаются на некоторую совокупность пузырьков, и на основании некой приближенной модели процесса дегазации теоретически рассчитываются две основные его характеристики — скорость дегазации и величина «квазиравновесной» концентрации. В гл. 7 обсуждаются некоторые практические применения исследуемого процесса.

## Глава 1

### ПУЗЫРЕК ГАЗА В ЖИДКОСТИ КАК КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА

#### § 1. Вынужденные колебания газового пузырька в звуковом поле

Специфическое действие звукового поля при дегазации жидкостей обусловлено колебанием газовых пузырьков. Анализ взаимодействия звукового поля и пузырька значительно упрощается, если предположить, что радиус пузырька мал по сравнению с длиной волны звука в жидкости. Давление в падающей волне, периодически меняясь во времени, возбуждает вынужденные колебания пузырька, которые излучаются в окружающую жидкость и приводят к образованию вторичных звуковых волн (эффект рассеяния звука). При этом часть энергии падающей волны расходуется на преодоление внутренних потерь в системе пузырек—жидкость и выделяется в форме тепла.

Движение свободного сферического пузырька, существующего в жидкости в равновесном состоянии, при включении звукового поля может приобрести разный характер. Он может пульсировать в течение долгого времени как стабильная полость. При изменении амплитуды звукового давления, частоты звука или среднего радиуса пузырек может увели-

читься за несколько периодов звукового поля до столь большого размера, что при сжатии превратится в неустойчивую полость. Описанию движения изолированного сферического пузырька посвящено большое количество работ. Мы ограничимся рассмотрением лишь линейных гармонических колебаний пузырька, свойственных «чистому» (кавитация отсутствует) процессу дегазации. Более того, нас будут интересовать лишь чисто радиальные колебания. Дело в том, что изменение объема пузырька происходит именно при этой моде колебаний, тогда как все высшие моды (за исключением первой) сопровождаются только некоторым изменением поверхности пузырька.

С точки зрения термодинамического поведения, в соответствии с соотношением радиуса пузырька  $R$  и длин звуковой  $\lambda_r$  и тепловой  $L_r$  волн в газе, его наполняющем, различают два случая: 1) адиабатический ( $L_r < R < \lambda_r$ ) и 2) изотермический ( $R < L_r < \lambda_r$ ).

Изменение характера процесса приводит к изменению упругости газа в пузырьке. Для градации обычно используется безразмерный параметр  $2\Phi_1 R$  (где  $\Phi_1 = \sqrt{\omega/2D}$ ,  $D$  — постоянная диффузии [1]); при  $2\Phi_1 R \geq 5$  говорят об адиабатической упругости, а при  $2\Phi_1 R \leq 2$  — об изотермической.

При радиальных колебаниях пузырек представляет собой систему с одной степенью свободы, и все движения при постоянно действующей силе  $P_A e^{j\omega t}$  описываются линейным дифференциальным уравнением 2-го порядка

$$m\ddot{v} + b\dot{v} + kv = -P_A e^{j\omega t}; \quad (1)$$

здесь переменная  $v$  характеризует обусловленное колебаниями отклонение объема пузырька от его равновесного значения  $v_0$ ;  $k$  — упругость;  $\omega$  — круговая частота;  $P_A$  — амплитуда звукового давления;  $t$  — время;  $b$  — коэффициент диссипации;  $m$  — обобщенная масса. При незначительной диссипации для установившихся колебаний общее решение (1) имеет вид

$$v = \frac{P_A e^{j(\omega t - \varphi)}}{\sqrt{m^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + b^2\omega^2}}, \quad (2)$$

где

$$\varphi = \arctg \frac{b\omega}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (3)$$

представляет сдвиг по фазе между силой и вынужденными ею колебаниями. Изменение соотношения между  $\omega$  и  $\omega_0$  ( $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  — собственная частота колебаний пузырька) приводит к изменению  $\varphi$  от 0 до  $\pi$ ; при  $\omega \simeq \omega_0$  возникают резонансные явления.

При адиабатических колебаниях пузырька  $k = k_{ад} = \gamma P_0/v$ , и собственная частота определяется соотношением [2]

$$\omega_{0ад} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho_{ж}}}. \quad (4)$$

Экспериментальная проверка [2—5] подтвердила применимость этого соотношения для пузырьков больших размеров. С уменьшением радиуса пузырька следует учитывать поверхностное натяжение. По данным Смита [4] для этого в соотношении (4) гидростатическое давление  $P_0$  следует дополнить величиной  $2\sigma/R$ . В более поздних работах [5, 6] указывалось, что эта добавка в  $(1 - 1/3\gamma)$  раз меньше предсказанной Смитом, т. е.

$$\omega_{0ад} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma [P_0 + 2\sigma/R (1 - 1/3\gamma)]}{\rho_{ж}}}. \quad (5)$$

В жидкостях с повышенной вязкостью собственная частота уменьшается [6]:

$$\omega_{0ад} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma |P_0 + 2\sigma/R(1 - 1/3\gamma)|}{\rho_{ж}} - \frac{4\mu_{ж}^2}{R^2}}, \quad (6)$$

где  $\rho_{ж}$  и  $\mu_{ж}$  — плотность и динамическая вязкость жидкости. Точную поправку на вязкость для собственной частоты колебаний пока указать нельзя, так как в известных экспериментах Майера и Тамма [3], в которых выяснялось влияние вязкости, величина отклонения собственной частоты находилась в пределах ошибки измерений.

При изотермических колебаниях ( $2\Phi_1 R \leq 2$ ), вводя в выражение (4) изотермическое значение упругости, получаем [1]:

$$\omega_{0из} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho_{ж}\alpha} = \frac{\omega_{0ад}}{\sqrt{\alpha}}}, \quad (7)$$

где  $\alpha = 1 + \frac{3(\gamma - 1)}{2\Phi_1 R} \left[ 1 + \frac{3(\gamma - 1)}{2\Phi_1 R} \right]$  — величина, обратная безразмерной упругости. Отметим, что (7) отлично от выражения для  $\omega_0$ , приведенного в работе Пфрима [7]. Некорректность его расчета состояла в том, что в величине  $\alpha$  учитывался только линейный относительно  $3(\gamma - 1)/2\Phi_1 R$  член. С учетом поверхностного натяжения [1] получаем

$$\omega_{0из} = \omega_{0ад} \sqrt{\frac{z}{\alpha}}, \quad (8)$$

где  $z = 1 + \frac{2\sigma}{RP_0} - \frac{2\sigma}{3RP_0^n}$ ;  $n$  — показатель политропы.

## § 2. Потери при колебаниях пузырька

Рассматриваемая колебательная система обладает диссипацией и по аналогии с механическими колебательными системами характеризуется определенной добротностью. При малой диссипации частота колебаний системы приблизительно равна ее собственной частоте, и добротность пузырька определяется соотношением [1]

$$Q = \frac{m\omega_0}{b} = \frac{k}{\omega_0 b}. \quad (9)$$

Величина, обратная  $Q$ , известна как постоянная затухания пузырька  $\delta$ .

При взаимодействии звуковой волны с пузырьком происходит диссипация энергии трех видов: термические потери ( $\delta_1$ ), потери на излучение ( $\delta_2$ ) и вязкие потери ( $\delta_3$ ). Общая постоянная затухания  $\delta_0 = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3$ .

Механизм термического затухания при колебаниях пузырька с малыми амплитудами исследовался рядом авторов [1, 7, 8]. Тепловой поток в жидкость, окружающую пузырек, возникает потому, что работа давления при сжатии пузырька превышает работу газа по смещению жидкости при его расширении. В соответствии с представлениями о термодинамическом поведении пузырька, различают постоянную затухания изотермическую ( $2\Phi_1 R \leq 2$ ) и адиабатическую ( $2\Phi_1 R \geq 5$ ). Пфрим [7], используя в  $\alpha$  только член, линейный относительно  $3(\gamma - 1)/2\Phi_1 R$ , получил приближенное значение  $\delta_1$  на резонансе. Девин [1] учел эту ошибку:

$$\delta_{1рез} = 2 \left[ \frac{\sqrt{\frac{16}{9(\gamma - 1)^2} \frac{F\alpha}{f_0} - 3 - \frac{3\gamma - 1}{3(\gamma - 1)}}}{\frac{16}{9(\gamma - 1)^2} \frac{Fz}{f_0} - 4} \right], \quad (10)$$

где  $F = \gamma P_0 / v_0 d$ .



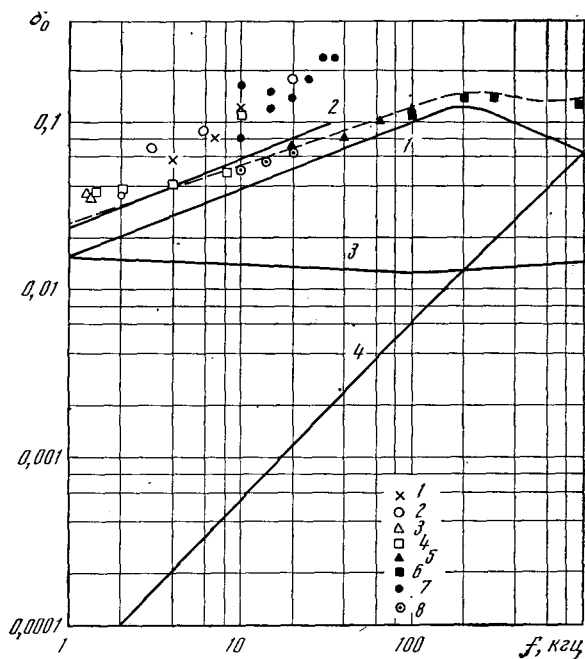


Рис. 1. Теоретическая кривая зависимости от частоты общей константы затухания и ее компонент и экспериментальные величины общей константы затухания для резонансного воздушного пузырька в воде

Точками указаны авторы работ: 1 — [3]; 2 — [15]; 3 — [4]; 4 — [11]; 5 — [5]; 6 — [14]; 7 — [8]; 8 — [13]

На рис. 1 представлена рассчитанная по соотношению (10) частотная зависимость  $\delta_{1\text{рез}}$  для воздушных пузырьков в воде (кривая 1); на том же рисунке для сравнения дана кривая 2, полученная по формуле Пфрима при некорректном значении  $\alpha$ . Расхождение составляет приблизительно 50%. Отметим, что для пузырьков, радиус которых больше 500 мк, величина термической константы затухания на резонансе определяется более простым соотношением:

$$\delta_{1\text{рез}} = [9(\gamma - 1)^2/4F]^{1/2} f_{0M}^{f/2} \quad (11)$$

или

$$\delta_{1\text{рез}} = 4,41 \cdot 10^{-4} f_{0M}^{f/2}$$

При чисто радиальных колебаниях пузырька амплитуды звукового давления в рассеянной  $P_\xi$  и падающей волне  $P_A$  связаны соотношением

$$B = \frac{P_\xi}{P_A} = \frac{1}{\{[\omega_0^2/\omega^2 - 1]^2 + \delta_2^2\}^{1/2}} \quad (12)$$

Очевидно, что амплитуда рассеянной волны достигает максимума при условии выполнения равенства  $\omega = \omega_0$ , когда падающая звуковая волна  $P_A$  оказывается в резонансе с колебаниями пузырька. Колебания пузырька на какой-либо из его высших поверхностных мод [16] также сопровождаются рассеянием звука, однако не столь значительным [9]. Фазовые соотношения между  $P_\xi$  и  $P_A$  существенным образом зависят от соотношения между радиусом пузырька  $R$  и его резонансным значением  $R_{\text{рез}}$  для данной частоты звука [10]. Если затухание пузырька обусловлено только сопротивлением излучения, то  $\varphi = 0$  для всех  $R \leq 0,98R_{\text{рез}}$ . При  $R > 0,98R_{\text{рез}}$  значение  $\varphi = \pi/2$ , а при  $R > R_{\text{рез}}$  оно достигает  $\pi$ . Если учитывать другие виды потерь, то переход от 0 до  $\pi$  произойдет более плавно.

Приближенные значения  $\varphi$  для ряда значений  $R/R_{\text{рез}}$  на частоте 10 кГц приведены в табл. 1 для идеальной жидкости (случай, когда существуют

только потери на излучение) и ряда жидкостей с различной вязкостью. Величина  $\delta_2$  в соотношении (12) характеризует потери на излучение, и в случае резонанса определяется соотношением [1]

$$\delta_{0_2} = \frac{\omega_0 R}{c_{ж}} = \frac{2\pi R f_{0M}}{c_{ж}} \sqrt{\frac{z}{a}}. \quad (13)$$

Для больших пузырьков  $z/a = 1$ , и отношение  $2\pi R f_{0M}/c_{ж}$  является постоянной величиной, так что при резонансе  $\delta_{0_2}$  практически не зависит от частоты (кривая 3 на рис. 1).

Т а б л и ц а 1

Влияние вязкости на фазовые соотношения между  $P_\xi$  и  $P_A$  для ряда значений  $R/R_{рез}$

$R/R_{рез}$	Идеальная жидкость $\delta = 0,014$	Вода $\delta = 0,06$	Вода + 80% глицерина $\delta = 0,088$	Вода + 90% глицерина $\delta = 0,16$	Глицерин $\delta = 0,59$
0,85	0	10	14	22	26
0,9	0	16	22,5	34	35,5
0,95	0	28	39	53	45,5
1	90	89	87,5	82,5	55,5

Третий вид потерь энергии при колебаниях пузырька в звуковом поле составляют вязкие потери. Существенны они только на высоких частотах. Физический механизм влияния вязкости на колебания пузырька можно представить следующим образом. При расширении пузырька элемент сферического слоя жидкости у его поверхности деформируется так, что его толщина уменьшается, а поверхность увеличивается. Когда пузырек сжимается, деформация идет в обратном направлении. Однако в несжимаемой жидкости при деформации возникнут только сдвиговые вязкие напряжения, а объем жидкого элемента не изменится. Следовательно, энергия, затрачиваемая на сжатие пузырька, превысит ту энергию, которую пузырек приобретает при последующем расширении. Значение вязкой постоянной затухания при резонансе весьма существенно зависит от частоты

$$\delta_{0_3} = \frac{8\tau \mu_{ж}}{3\gamma P_0} f_{0M} \left(\frac{a}{z}\right)^{1/2}. \quad (14)$$

Зависимость  $\delta_{0_3}$  от частоты для резонансных воздушных пузырьков в воде представлена кривой 4 на рис. 1.

Сопоставление теоретической зависимости общей постоянной затухания  $\delta_0$  от частоты для воздушного пузырька в воде (пунктирная линия на рис. 1) с экспериментальными ее значениями, полученными различными методами [3, 5, 11—15], показывает, что общая постоянная затухания определяется указанными тремя видами потерь. Значительное расхождение между теорией и экспериментальными данными Майера и Тамма [3], а также Карстенсена и Фолди [15] вызвано некоторой спецификой постановки эксперимента. Так, в измерениях Майера и Тамма пузырек располагался на опоре, которая и вносила дополнительное затухание, а Карстенсен и Фолди рассматривали некоторую совокупность пузырьков, не зная закона распределения их по радиусам и не учитывая существующего между ними взаимодействия. Полученные при таком рассмотрении результаты некорректно относить к одиночному пузырьку газа. Некоторое отличие данных Лауэра [11] и Бауэра (см. [1]), по-видимому, связано с тем, что в их экспериментах радиальные колебания пузырька сопровож-

дались возбуждением поверхностных мод, что и вызывало дополнительную потерю энергии. Из приведенных на рис. 1 данных следует также, что колебания резонансного пузырька с линейной резонансной частотой, меньшей 300 *кГц*, затухают главным образом за счет теплопроводности; роль акустического излучения и вязкости при этом достаточно мала.

В последующих параграфах будет рассмотрено поведение пузырьков газа в жидкости, покоящихся на неподвижных поверхностях. В этой связи интересны приведенные в табл. 2 данные о величинах постоянной затухания в некоторых средах для свободного пузырька (теоретическое значение) и экспериментальные данные для пузырька на поверхности [10].

Т а б л и ц а 2

Влияние вязкости жидкости на постоянную затухания свободного пузырька

Кинематическая вязкость жидкости	$(P_A/P_\xi)_{\text{теор}}$	Постоянная затухания свободного пузырька
0,04	0,032	0,062
0,07	0,054	0,064
0,16	0,054	0,068
0,4	0,095	0,097
1,34	0,19	0,16

В последнем случае величина постоянной затухания представляет собой наименьшее из всех измеренных отношение  $P_A/P_\xi$  для каждой вязкости (поскольку размер пузырька был меньше резонансного,  $P_A/P_\xi$  есть верхняя граница постоянной затухания, а не само значение  $\delta_0$ , как было бы при резонансе).

Как видно, при малой вязкости жидкости  $(P_A/P_\xi) < \delta$ . Это означает, что пузырек, расположенный на твердой поверхности, рассеивает лучше, чем свободный пузырек того же объема. Однако скорость увеличения постоянной затухания с вязкостью больше в случае покоящегося пузырька. Этот избыток затухания связан с действием вязких сил в акустическом пограничном слое [10].

Таковы сейчас представления о динамике пузырька газа, пульсирующего в звуковом поле с малой амплитудой. Поле мощной ультразвуковой (или звуковой) волны отличается возникшими из зародышей кавитационными пузырьками. Большую часть времени своего существования эти пузырьки сохраняют сферическую форму [8] и, как предполагают, совершают только сферические пульсации нулевого порядка, которые описываются сложными нелинейными дифференциальными уравнениями.

Наиболее употребительно уравнение Нолтинга и Непайраса, полученное в предположении, что пузырек пульсирует в идеальной несжимаемой жидкости, а содержание газа в нем постоянно [25]:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_j} \left[ P_0 - P_n + P_A \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0. \quad (15)$$

Численные решения этого уравнения, полученные в ряде работ [8, 25, 92], позволяют составить представление о возможном характере пульсаций реальных кавитационных пузырьков. Эти вопросы достаточно подробно рассмотрены в работах [39, 92] и здесь не обсуждаются.

## ДИФФУЗИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПУЗЫРЕК—ЖИДКОСТЬ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

### § 1. Теоретическое исследование диффузионного механизма роста газового пузырька в звуковом поле

Перенос массы через границу раздела пузырек—жидкость играет чрезвычайно важную роль при дегазации жидкостей в звуковом поле. Рассмотрим те специфические акустические эффекты, которые вызывают выделение растворенного газа из жидкости в пузырьки, что приводит к понижению его концентрации.

Выберем сферическую систему координат  $(r, \theta)$  с началом в центре покоящейся полости (рис. 2), в которой содержится смесь пара и газа. В начальный момент времени, когда полость находится в состоянии покоя, она имеет равновесный радиус  $R_0$ , определяемый количеством газа в полости, давлением пара жидкости и поверхностным натяжением. Если радиус полости  $R_0$  определен, то давление содержимого полости определяется выражением

$$P_{\text{пол}} = P_r + P_n = P_0 + 2\sigma/R_0, \quad (16)$$

а концентрация газа в жидкости у его стенки равна

$$C_s = C_p(1 + 2\sigma/R_0P_0); \quad (17)$$

здесь и далее  $C_p$  — равновесная концентрация газа в жидкости;  $P_r$  — начальное давление газа;  $P_n$  — равновесное давление пара при данной температуре жидкости.

Если концентрация газа в жидкости  $C_0$  отлична от  $C_s$ , возникает диффузионный поток, величину которого можно найти, решая общее уравнение конвективной диффузии [19]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla)C = D\nabla^2 C \quad (18)$$

с заданными начальными и граничными условиями ( $\mathbf{u}$  — скорость движения среды). В общем случае уравнение диффузии и граничные условия зависят от уравнения движения стенки пузырька, так как по мере диффузии газа в ту или другую сторону происходит перемещение стенки пузырька.

В случае статической диффузии, пренебрегая конвективным членом, приводим уравнение (18) к виду

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C. \quad (19)$$

Решая его, при начальных и граничных условиях

$$\begin{aligned} C(r, 0) &= C_0 & r &\neq R_0, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} C(r, t) &= C_0 & r &> R_0, \\ C(R_0, t) &= C_s & t &\neq 0, \end{aligned} \quad (20)$$

получаем выражение для потока газа на пузырек за счет обычной молекулярной диффузии [20]:

$$I_0 = D \int_S \left( \frac{\partial C}{\partial r} \right)_{r=R_0} dS = 4\pi D R_0^2 \left( \frac{\partial C}{\partial r} \right)_{r=R_0} = 4\pi D R_0^2 (C_0 - C_s) \left\{ \frac{1}{R_0} + \frac{1}{\sqrt{\pi D t}} \right\}. \quad (21)$$

В зависимости от величины  $C_0/C_s$  возможны два случая поведения пузырька: 1)  $0 \leq C_0/C_s < 1$  — раствор недонасыщен газом, и пузырек постепенно растворяется; 2)  $C_0/C_s > 1$  — раствор перенасыщен, и пузырек увеличивается. В табл. 3 приведены расчитанные по выражению (21) величины  $\tau_1$  — время полного растворения пузырька воздуха в воде и  $\tau_2$  — время увеличения его радиуса от  $R_0$  до  $10R_0$  при температуре  $22^\circ \text{C}$  и отношении  $C_s \rho_r = 0,02$ .

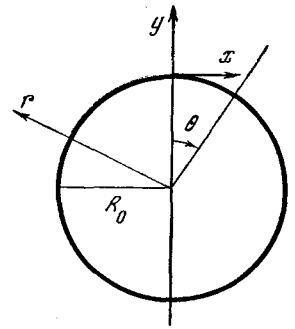


Рис. 2. Пузырек газа в жидкости

Колебания пузырька в звуковом поле приводят к особому виду конвекции (называемому односторонней диффузией), вследствие чего перенос массы газа из жидкости в пузырек оказывается возможным и при относительной концентрации  $C_0/C_s$ , не превышающей единицы (в отличие от статической диффузии).

Концентрация газа при сжатии пузырька увеличивается, и газ диффундирует из пузырька в жидкость, а при расширении пузырька таким же способом возникает диффузионный поток в обратном направлении. Явление односторонней диффузии объясняется тем, что при расширении пузырька поверхность его больше, чем при сжатии, так что газ входит в пузырек при расширении в большем количестве, чем выходит при сжатии; кроме того, скорость диффузии газа от стенки пузырька при расширении

Таблица 3

Влияние концентрации газа в жидкости на величины  $\tau_1$  и  $\tau_2$

$\frac{C_0}{C_s}$	$R_0 = 10^{-3} \text{ см}$			$R_0 = 10^{-2} \text{ см}$			$R_0 = 10^{-1} \text{ см}$		
	$\tau_1, \text{ сек}$			$\tau_1, \text{ сек}$			$\tau_1, \text{ сек}$		
0	1,17	1,24	1,25	1,25	567	501			
0,25	1,46	1,64	1,66	1,5	266	249			
0,5	1,96	2,41	2,49	1,75	174	166			
0,75	2,99	4,6	4,95	2	129	124			
1	6,63	58,8	580	5	31,7	31			

больше скорости диффузии газа в направлении к пузырьку при сжатии, так как при колебаниях величина градиента концентрации в жидкости у стенки пузырька меняется в соответствии с изменением толщины сферической жидкой оболочки.

Односторонняя диффузия в том виде, как она определена выше, — не единственный механизм массообмена в звуковом поле. Следует учесть еще стационарные акустические течения, возникающие у поверхности пузырька (микротоки) в результате образования у границы пузырька сдвиговой волны вследствие торможения, вызванного вязкостью в акустическом пограничном слое, толщина которого зависит от частоты колебаний и вязкости среды:

$$\delta_{\text{ак}} = \sqrt{2\nu_{\text{ж}}/\omega}$$

( $\nu_{\text{ж}}$  — кинематическая вязкость) [10, 31].

С точки зрения математического описания, динамическая проблема диффузии по ряду причин значительно сложнее статической: 1) необходимо учитывать движение стенки пузырька; 2) уравнение диффузии существенным образом зависит от уравнения движения; 3) конвективным членом пренебречь нельзя; 4) скорость движения среды  $u$  в конвектив-

ном члене складывается из скорости колебательного движения среды  $w$  и скорости постоянного потока  $v$ . Некоторые трудности удается обойти, предположив, что частота звука велика и за время единичной осцилляции диффундирует малое количество газа. При  $\frac{1}{R_0} \sqrt{D/\omega} \ll 1$  движение стенки пузырька вследствие диффузии медленнее, чем из-за воздействия звукового поля, и решение уравнения движения без учета диффузии можно использовать для описания движения пузырька в уравнении диффузии. Таким способом можно разделить уравнения движения и диффузии.

Различия между известными решениями проблемы динамической диффузии состоят в выборе способа преодоления остальных трудностей. Так как уравнение диффузии (18) линейно относительно  $(\partial C/\partial r)|_{r=R}$ , полный диффузионный поток приблизительно равен сумме диффузионных потоков, возникающих за счет колебаний пузырька и постоянного потока, вызванного звуком около пузырька. В соответствии с этим можно поставить две отдельные задачи о нахождении диффузионных потоков за счет каждого из этих эффектов.

Предполагая, что в конвективном члене  $\langle (w\nabla)C \rangle \gg \langle (v\nabla)C \rangle$ , приводим (18) к виду

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (w \sin \omega t \nabla) C = D \nabla^2 C. \quad (22)$$

Решение этого уравнения определяет величину диффузионного потока газа на пузырек вследствие его колебаний. Если пузырек колеблется по синусоидальному закону с малой амплитудой, т. е.

$$R(t) = R_0 (1 + \zeta \sin \omega t), \quad (23)$$

граничные условия следует сформулировать в виде

$$\begin{aligned} C &= C_0 \text{ при } r \rightarrow \infty, \quad r > R_0 \\ C(t) &= C_0 (1 + \varepsilon \sin \omega t) \text{ при } r = R, \quad t \neq 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Блейк [21] нашел приближенное решение этой задачи, предположив, что стенки пузырька неподвижны, но концентрация газа у его поверхности и площадь стенок изменяются так, как если бы пузырек колебался по закону (23). При таком рассмотрении обусловленный пульсациями пузырька диффузионный поток определяется соотношением

$$I_1 = \frac{2}{3} \pi D C_p R \left( \frac{P_A}{P_0} \right)^2 (1 + 2\Phi), \quad (25)$$

где  $\Phi = R \sqrt{\pi f/D}$ . Хотя Поуд [22] учитывал движение стенок и перенос молекул газа жидкостью, движущейся в радиальном направлении, его решение уравнения (22)

$$I_1 = 2\pi D C_p R \left( \frac{P_A}{P_0} \right)^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \Phi \right) \quad (26)$$

весьма близко к результату Блейка, так как введенные им упрощения сделали влияние конвективного члена незначительным. Точное решение уравнения (22) нашли Ши и Плессе, разложив граничное условие (24) в ряд Тэйлора по параметру  $\varepsilon = P_A/P_0$ :

$$I_1 = 24\pi D C_p R \zeta^2. \quad (27)$$

Предположение об изотермическом характере колебаний ( $\zeta = -\varepsilon/3$ ) позволило привести (27) к виду [23]:

$$I_1 = \frac{8}{3} \pi D C_p R \varepsilon^2. \quad (28)$$

Однако в действительности амплитуда колебаний пузырька  $\xi$  зависит от амплитуды звукового давления  $P_A$ , радиуса пузырька  $R$ , его собственной частоты колебаний  $\omega_0$ , частоты звука  $\omega$  и постоянной затухания  $\delta$ :

$$\xi = \frac{P_A}{\rho_{ж} \omega^2 R \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}}. \quad (29)$$

Отсюда

$$\zeta = \frac{\xi}{R} = \frac{P_A}{\rho_{ж} \omega^2 R^2 \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}}, \quad (30)$$

и величина диффузионного потока газа на пузырек в соответствии с (27) имеет вид [24]:

$$I_1 = \frac{24\pi DC_p}{\rho_{ж}^2} \frac{P_A^2}{\omega^4 R^3 \left[ \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2 \right]}. \quad (31)$$

Из (31) получаем уравнение, определяющее изменения среднего радиуса пузырька во времени за счет его колебаний:

$$R^5 \dot{R} \left[ \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2 \right] = \frac{6DC_0}{\rho_{ж}} \frac{P_A^2}{\omega^4}. \quad (32)$$

Для оценки диффузионного потока  $I_2$ , обусловленного микропотоками, образующимися вокруг колеблющегося в звуковом поле пузырька, следует предположить, что в уравнении диффузии (18)  $\langle \langle \mathbf{v} \nabla \rangle \rangle \gg \langle \langle \mathbf{w} \nabla \rangle \rangle$ . Усредняя затем уравнение диффузии и граничные условия (24) по времени, имеем

$$(\mathbf{v} \nabla) C = D \nabla^2 C, \quad (33)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} C(r) = C_0, \quad r > R_0;$$

$$C(R) = C_s, \quad t \neq 0. \quad (34)$$

Поскольку в подвижных жидкостях типа воды диффузионное число Прандтля достаточно велико (около  $10^3$ ), то уже при числах Рейнольдса порядка  $10^{-2}$  число Пекле  $(\mathbf{v} R_0 / D)$  превышает единицу. Поэтому в диффузионном пограничном слое уравнение (33) имеет вид [19]

$$v_r \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial C}{\partial \theta} = D \frac{\partial^2 C}{\partial r^2}, \quad (35)$$

где  $v_r$  и  $v_\theta$  — нормальная и тангенциальная составляющие скорости микропотоков. Используя стандартную подстановку Мизеса (см. [57])  $r \rightarrow \Psi_1$ , где  $\Psi_1$  определена следующим образом:

$$v_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \theta}, \quad v_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial \Psi_1}{\partial r}, \quad (36)$$

преобразуем уравнение (35) к переменным  $\theta$  и  $\Psi_1$ :

$$\left( \frac{\partial C}{\partial \theta} \right)_{\Psi_1} = D v_\theta r^3 \sin^2 \theta \frac{\partial^2 C}{\partial \Psi_1^2}. \quad (37)$$

Известная трудность и неоднозначность существует в определении величины  $v_\theta$  — тангенциальной составляющей скорости постоянного потока. Расчет по приближенному соотношению Ниборга [31] приводит к величинам скорости потока, значительно превышающим его экспериментальные значения у Элдера [10] (табл. 4).

Таблица 4

Сравнение теоретических и экспериментальных величин скорости микропотока в жидкостях с различной вязкостью

Вязкость жидкости, см <sup>2</sup> /сек	Экспериментальные значения скорости потока Элдера, см/сек	Теоретические значения скорости потока, см/сек	
		по Ниборгу	по Статникову
0,07	0,061	0,3	0,075
0,4	0,0065	0,023	0,006
0,4	0,015	0,095	0,02
0,4	0,043	0,14	0,03
0,4	0,075	0,054	0,07

Точное выражение для скорости потока получил Ю. Г. Статников для следующей физической модели: на пузырек действует постоянный поток  $\langle v \rangle$ , не изменяющий его сферической формы и не вызывающий капиллярных волн на его поверхности. Этот поток подчиняется уравнению Ве-стервальта [107]:

$$\Delta \operatorname{rot} \mathbf{v} = (-\nu_{\text{ж}})^{-1} \nabla \times \nabla \langle U_1 U_1 \rangle, \quad (38)$$

где

$$U_1 = U_0 \left( 1 + \frac{c_{\text{ж}}^2}{\omega R \sqrt{\left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2}} \right) \left[ \cos \omega t - e^{-\frac{y}{\delta_{\text{ак}}}} \cos \left( \omega t - \frac{y}{\delta_{\text{ак}}} \right) \right] \quad (39)$$

— колебательная скорость в первом приближении. Если  $v_0$  — скорость движения воздуха внутри пузырька при  $y=0$  (см. 2), граничные условия имеют вид

$$\left. \begin{aligned} v_x &= v_\theta \\ v_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{при } y=0. \quad (40)$$

Решение (38) с учетом (40) приводит к функции тока микропотоков и тангенциальной составляющей скорости микропотока у поверхности пузырька [32]:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{ж}} &= \frac{2U_0^2 \delta_{\text{ак}}}{R\omega} \sin \frac{2x}{R} \left[ -\frac{e^{-\frac{2y}{\delta_{\text{ак}}}}}{16} - \frac{e^{-\frac{y}{\delta_{\text{ак}}}}}{4} \left( \sin \frac{y}{\delta_{\text{ак}}} + \cos \frac{y}{\delta_{\text{ак}}} \right) \right] \times \\ &\times \left( 1 + \frac{c_{\text{ж}}^2}{(\omega R)^2 \left\{ \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right\}} + \frac{5U_0^2 \delta_{\text{ак}}}{8\omega R} \sin \frac{2x}{R} \left[ 1 + \frac{c_{\text{ж}}^2}{(\omega R)^2 \left\{ \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right\}} \right] \right); \end{aligned} \quad (41)$$

$$v_\theta = \frac{U_\xi^2}{4\omega R} \sin \frac{2x}{R} \left\{ 1 + \frac{c_{\text{ж}}^2}{(\omega R)^2 \left[ \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right]} \right\}, \quad (42)$$

где  $U_\xi$  — скорость колебания поверхности пузырька.

На рис. 3 построены линии тока микропотоков, рассчитанные по (41), и их экспериментальная конфигурация, найденная Элдером. Величины  $v_\theta$ , вычисленные по (42), с точностью до 20% совпадают с экспериментальными значениями скорости (см. табл. 4).



Используя (42), из решения уравнения (37) находим величину градиента концентрации у поверхности пузырька

$$\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} (C_0 - C_s) \sqrt{\frac{U_L D}{R}} \cos \theta, \quad (43)$$

откуда плотность диффузионного потока равна

$$j = D \left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} (C_0 - C_s) \sqrt{\frac{U_L D}{R}} \cos \theta, \quad (44)$$

где  $U_L = U_{\xi}^2 / \omega R$ .

Интегрирование (44) по всей поверхности пузырька приводит к соотношению для диффузионного потока [33]:

$$I_2 = \frac{\sqrt{2\pi} D (C_0 - C_s)}{\rho_{\text{ж}}} \frac{P_A}{\omega^{3/2} \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}}. \quad (45)$$

Решение уравнения (33) при строгих граничных условиях (24), учитывающих периодическое изменение концентрации газа в жидкости у поверхности пузырька при его колебаниях, позволяет найти более точное выражение для величины диффузионного потока газа на пузырек, обусловленного микропотоками:

$$I_2' = \frac{\sqrt{2\pi} D (C_0 - C_s + C_s \xi^2) P_A}{\rho_{\text{ж}} \omega^{3/2} \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}}. \quad (46)$$

Из условия равенства среднего диффузионного потока газа на пузырек изменению массы газа в пузырьке  $4\pi\rho_g R^2 \dot{R}$  находим уравнение, описывающее изменение во времени среднего радиуса пузырька в поле микропотоков:

$$R^2 \dot{R} \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2} = \frac{(C_0 - C_s) P_A}{2\rho_g \rho_{\text{ж}} \omega} \sqrt{\frac{D}{2\pi\omega}}. \quad (47)$$

Решения уравнений (32) и (47) в сумме определяют полное изменение во времени среднего радиуса пузырька в звуковом поле из-за пульсаций пузырька и постоянного потока.

Чтобы оценить вклад в диффузию, вносимый потоками, вызванными звуком и самими колебаниями стенок, удобно ввести величину  $H = I_1 / I_2$ , представляющую отношение названных диффузионных потоков. В соответствии с (31) и (46) это отношение имеет вид

$$H = 17 \sqrt{\pi D \omega} \frac{C_0}{C_0 - C_s + C_s \xi^2} \frac{P_A}{(\omega R)^2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}}. \quad (48)$$

Так как плотность диффузионного потока связана с толщиной диффузионного пограничного слоя  $\delta_d$  соотношением [19]

$$j = \frac{D (C_0 - C_s)}{\delta_d},$$

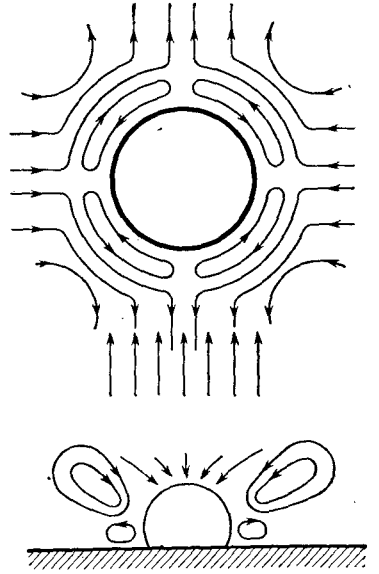


Рис. 3. Линии тока микропотоков у поверхности пузырька, рассчитанные по формуле (41), и экспериментальная конфигурация потоков у поверхности пузырька по Элдеру [10]

то в соответствии с (44) имеем

$$\delta_d = \frac{\sqrt{2\pi}}{2 \cos \theta} \frac{R \sqrt{\omega D}}{U_\xi}. \quad (49)$$

Как видно из рис. 3, внутренние вихри у поверхности пузырька симметричны относительно линий  $\theta \approx \pi/4$  и  $3/4\pi$ . Наибольшая плотность потока, т. е. наименьшая толщина диффузионного слоя, соответствует точкам набегания свежего раствора, определяемым условием  $\theta = \pi$ . При  $\theta = \pi/2$  толщина диффузионного слоя оказывается бесконечно большой, а плотность его падает.

Как отмечалось, указанные оценки справедливы для случая малых потоковых чисел Рейнольдса ( $Re = R_0 v / \nu_{ж} \ll 1$ ). При  $Re > 1$  распределение скоростей вблизи поверхности пузырька будет иным.

Для этого случая теория массообмена еще не разработана. Вопрос о движении пузырька в сильных звуковых полях выходит за рамки настоящей работы, однако следует отметить, что математическое описание диффузии через границу раздела пузырек—жидкость в этих условиях представляет известную трудность даже без учета постоянного потока в конвективном члене уравнения диффузии. Известны две работы, в которых дана оценка величины диффузионного потока газа на пузырек только за счет его колебаний ( $I_1$ ). В одной из них [26] методом последовательных приближений найдено выражение для величины диффузионного потока на пузырек, движение которого описывается решением уравнения Нолтинга и Непайраса (15):

$$I_1 = 4\pi D R C_s \left( \frac{C_0}{C_s} - \frac{A}{B} \right) \left( A + R \sqrt{\frac{B}{\pi D t}} \right), \quad (50)$$

где  $A = \frac{1}{T_b} \int_0^{T_b} \frac{R(t)}{R_0} dt$ ;  $B = \frac{1}{T_b} \int_0^{T_b} \frac{R^4(t)}{R_0^4} dt$ ;  $T_b$  — период функции  $R(t)$ .

Приближенное значение параметров  $A$  и  $B$  имеет вид

$$\begin{aligned} A &= 1, & B &= 1 + 3\chi_3^2(1 + \beta^2); \\ A &= 1 + \chi^2 K, & B &= 1 + 3\chi^2(1 + \beta^2) + 4\chi^2 K \end{aligned}$$

соответственно для линеаризованного уравнения движения и уравнения со слабой нелинейностью. Здесь

$$\begin{aligned} \beta &= \omega / \omega_0; \\ \chi &= \frac{1}{3} \frac{P_A}{P_0} \left( 1 + \frac{4\sigma}{R_0 P_0} \right)^{-1} (1 - \beta^2)^{-1}; \\ K &= \frac{1 + 5\sigma/3R_0 P_0}{1 + 4\sigma/3R_0 P_0} (1 + \beta^2) - \frac{\beta^2}{2}. \end{aligned}$$

Точное значение  $A$  и  $B$  находят численным интегрированием уравнения (15). В работе [27] получено решение нестационарного уравнения, описывающего диффузию газа в полость, расширяющуюся под действием постоянного растягивающего усилия  $Z_0$  при следующих граничных условиях:  $\lim_{r \rightarrow \infty} C(r, t) = C_0$ ;  $C(R_0, t) = 0$ . Масса газа, продиффундировавшего в полость за время  $t$ , равна

$$I_1 = \frac{16}{15} \sqrt{5\pi} \frac{Z_0}{\rho_{ж}} C_0 \rho_r \sqrt{Dt} t^2 + 1,9\pi \sqrt{\frac{2}{3} \frac{Z_0}{\rho_{ж}}} D \rho_r C_0 t^2. \quad (51)$$

Здесь первый член характеризует поток через плоскую границу раздела, а второй — поправку на кривизну пограничного диффузионного слоя. Оценки показали, что вклад второго члена весьма мал, так как радиус полости растет быстрее, чем толщина диффузионного слоя  $\delta_d$ .

## § 2. Экспериментальное исследование диффузии на границе раздела пузырек — жидкость в звуковом поле. Сравнение с теорией

Поведение газовых пузырьков в жидкости в звуковом поле экспериментально исследовали многие авторы [24, 33, 35—37]. Мундри и Гют [35] с помощью скоростной киносъемки наблюдали нелинейные колебания одиночного пузырька, находящегося на поверхности магнестрикционного излучателя на частоте 2,5 кгц при различных уровнях звукового давления. Приведенные на рис. 4 кривые изменения во времени среднего радиуса пузырька показывают, что время, в течение которого мгновенный радиус пузырька  $R_t$  превышает его значение в состоянии покоя  $R_0$ , больше времени, когда  $R_t < R_0$ . Это подтверждает предположение о том, что диффузия газа из жидкости в пузырек преобладает над диффузией из пузырька в жидкость. Но кривые рис. 4 характеризуют весьма ограниченный промежуток времени, поэтому оценить диффузионные эффекты на их основании нельзя.

В этой связи в Акустическом институте АН СССР экспериментально исследовался процесс роста воздушных пузырьков в жидкости. Для этого использовалась замедленная микрокиносъемка [24, 33]. На рис. 5 представлена схема установки, с помощью которой проводился опыт. Создаваемые излучателем 1 ультразвуковые колебания частотой 26,5 кгц вводились в ванну 2 со стороны свободной поверхности жидкости. Для создания бегущей волны дно ванны и ее стенки были покрыты слоем резины. Звуковое давление измерялось звукоприемником волноводного типа 3, показания которого фиксировались милливольтметром 4 и осциллографом 5. Пузырек воздуха располагался на конце приемной иглы звукоприемника; наблюдение и фотографирование производились при помощи микроскопа 6 и фоторегистрирующей камеры 7. Ванна имела три смотровых окна для освещения 8 и наблюдения за пузырьками 9. Температура поддерживалась постоянной (17° С) благодаря змеевику 10. Концентрация воздуха в воде составляла 0,025 см<sup>3</sup>/мл (измерения выполнялись методом Винклера и так называемым методом КОН, описанным в дальнейшем).

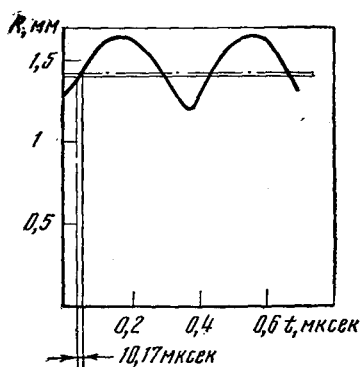


Рис. 4. Экспериментальная кривая изменения во времени радиуса пузырька

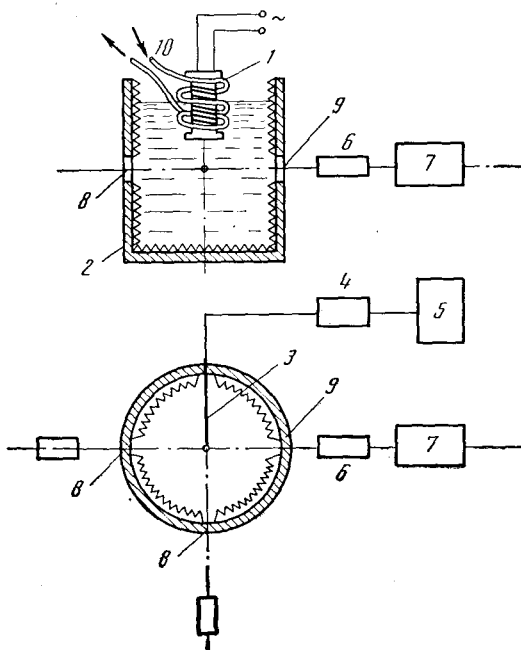


Рис. 5. Экспериментальная установка для исследования кинетики роста пузырьков в звуковом поле

Чтобы оценить степень воздействия ультразвуковых колебаний на рост пузырьков в перенасыщенной жидкости, сначала были проведены предварительные наблюдения за пузырьками без звука. На рис. 6 нанесены соответствующие кривые изменения среднего радиуса пузырька во времени в отсутствие звука для пузырьков с различными начальными радиусами: 0,006; 0,008; 0,01; 0,012 и 0,015 см. Начальная часть кривой, отмеченная треугольниками на рис. 7, также соответствует статическому случаю. Момент наложения звукового поля на этом рисунке отмечен штрих-пунктирной вертикальной линией. Часть кривой, помеченная кружками, относится к изменению среднего радиуса пузырька во времени в звуковом поле при амплитуде звукового давления 0,36 атм. Пунктирная линия изображает дальнейший ход кривой той же зависимости, но без воздействия ультразвука. Как видно, рост пузырька в звуковом поле существенно ускоряется. Представленные на рис. 8 кривые изменения радиуса пузырька с  $R=0,01$  см во времени показывают, что массообмен существенно зависит от амплитуды звукового давления. Кривые 1—5 отвечают величинам  $P_d$ : 1,46; 0,69; 0,4; 0,14 и 0 атм. Как показали наблюдения над пузырьками различного размера, при постоянной частоте звука и амплитуде звукового давления диффузионный поток на пузырек весьма значительно зависит от соотношения между радиусом пузырька и его резонансным значением для данной частоты звука; экспериментальная зависимость величины диффузионного потока газа на пузырек от отношения  $R/R_{рез}$  представлена на рис. 9 кружками. Начальные радиусы пузырьков 0,0068; 0,008; 0,009; 0,012; 0,016; 0,017; 0,02; 0,021; 0,03; 0,035 см. Амплитуда звукового давления 0,144 атм. Кривая 1 получена расчетом по соотношению (28), не учитывающему зависимость амплитуды колебаний пузырька от частоты звука. Даже по своему характеру оно не соответствует результатам эксперимента. Кривая 2 вычислена по формуле (31) и характеризует диффузионный поток на пузырек вследствие его пульсаций с учетом резонансных свойств пузырька. Кривая 3 соответствует расчету по соотношению (45)

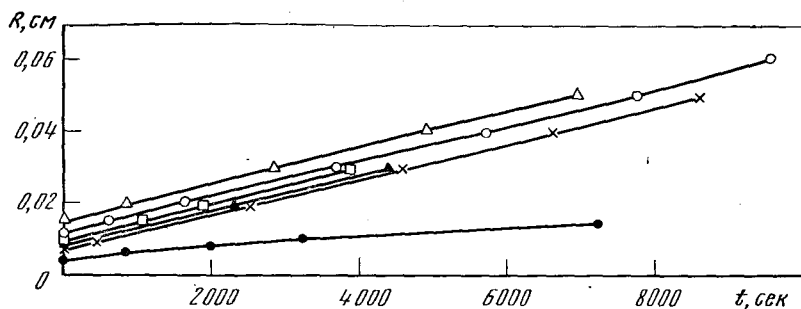


Рис. 6. Изменение среднего радиуса пузырьков с различными начальными радиусами во времени в отсутствие звука

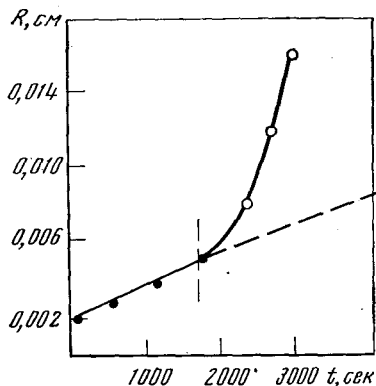


Рис. 7. Изменения среднего радиуса пузырька во времени без звука (точки) и в звуковом поле (кружки);  $f=26,5$  кгц

Рис. 8. Изменение среднего радиуса пузырька во времени при различных величинах звукового давления

Пунктирная кривая — без звука

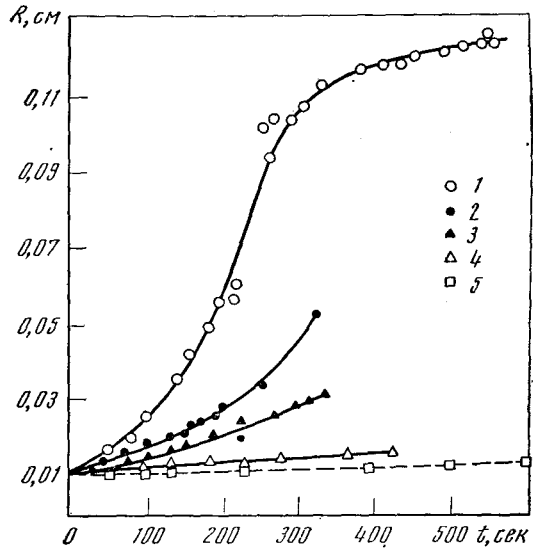
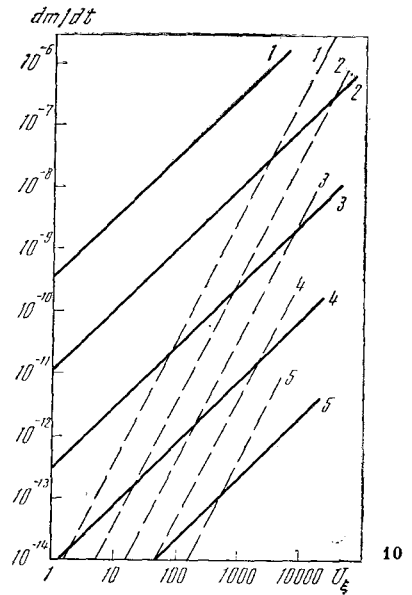
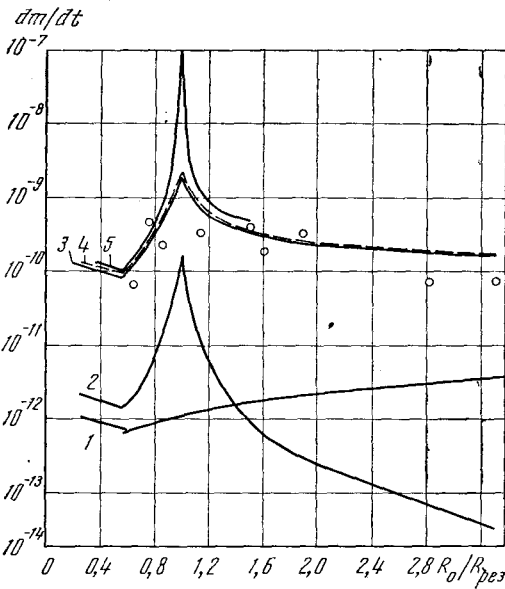


Рис. 9. Зависимость величин диффузионных потоков газа на пузырек от радиуса пузырька

Рис. 10. Изменение величины диффузионных потоков газа на пузырьки резонансного размера с колебательной скоростью



и определяет диффузионный поток, обусловленный микропотоками у поверхности пузырька. Пунктирная кривая 4 получена сложением кривых 2 и 3 и характеризует полный диффузионный поток газа на пузырек в звуковом поле. Экспериментальные точки располагаются вблизи этой кривой. Приближенный расчет по соотношению (48) приводит к чрезвычайно завышенным значениям диффузионного потока, особенно если учесть, что не учитывается вклад, вносимый микропотоками. Сопоставление хода теоретических кривых и экспериментальных данных позволяет сделать весьма любопытные выводы о механизме роста пузырьков в звуковом поле. Кроме явления, известного под названием односторонней диффузии, в определенных условиях, как мы видели, существенное влияние на массообмен оказывают микропотоки. На наш взгляд, роль микропотока состоит в доставке к поверхности реакции, т. е. поверхности раздела фаз, необходимого растворителя и в предотвращении обеднения пограничного диффузионного слоя.

Сопоставление кривых 2 и 3 показывает, что в определенных условиях вклад микропотоков может быть весьма значительным. Однако дело обстоит таким образом не всегда.

На рис. 10 для сравнения представлены величины диффузионных потоков, вызванных пульсациями пузырька (пунктирные линии) и микропотоками (сплошные линии) при различных значениях колебательной скорости поверхности пузырька для пузырьков с радиусами 0,33; 0,033; 0,0033; 0,00033 и 0,000033 см на соответствующих резонансных частотах 1, 10, 100, 1000 и 10 000 кгц (кривые 1—5 соответственно). Как видно, для каждого пузырька существует критическое значение величины колебательной скорости  $U_{\xi}'$ , по достижении которой оба диффузионных потока выравниваются. При значениях  $U_{\xi} < U_{\xi}'$  вклад диффузионного потока микропотоков в полный диффузионный поток весьма значителен. Если  $U_{\xi} > U_{\xi}'$ , то большую роль в механизме роста пузырька начинает играть диффузия за счет пульсаций пузырька. С увеличением частоты звука величина  $U_{\xi}'$  падает.

В табл. 5 приведены значения плотности потоков  $j$  для резонансных пузырьков на тех же частотах при колебательной скорости поверхности пузырька  $U_{\xi}=100$  см/сек.

Таблица 5

Плотности диффузионных потоков для различных частот колебаний

$R, \text{ см}$	$f, \text{ кгц}$	$U_{\xi}, \text{ см/сек}$	$P_A, \text{ атм}$	$j = I/4\pi R^2$		Re
				за счет микропотока	за счет односторонней диффузии	
$3,3 \cdot 10^{-1}$	1	100	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$2,56 \cdot 10^{-8}$	2,5
$3,3 \cdot 10^{-2}$	10	100	$1,14 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$8,05 \cdot 10^{-8}$	0,25
$3,3 \cdot 10^{-3}$	100	100	$2,48 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$2,18 \cdot 10^{-7}$	0,025
$3,3 \cdot 10^{-4}$	1 000	100	$1,27 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-13}$	$5,84 \cdot 10^{-7}$	0,0025
$3,3 \cdot 10^{-5}$	10 000	100	$2,83 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$1,46 \cdot 10^{-6}$	0,00025

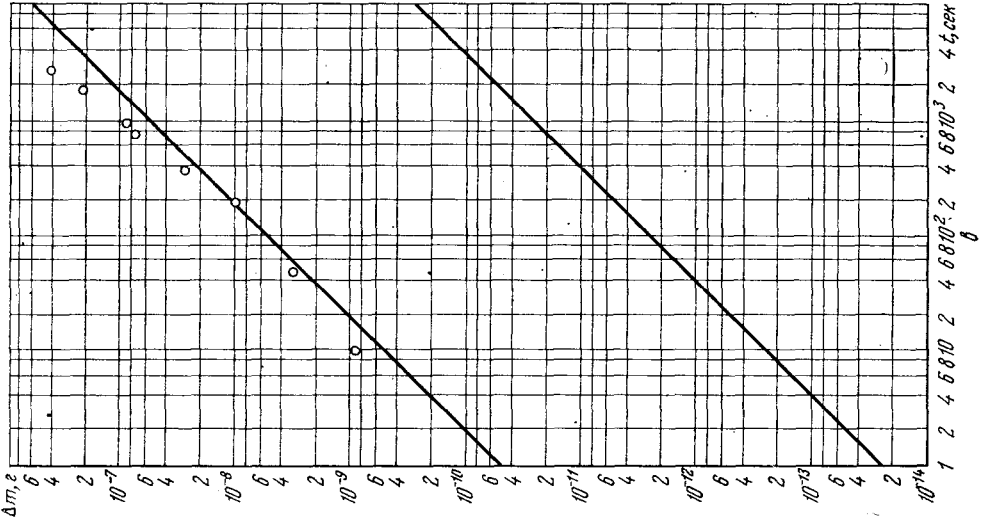
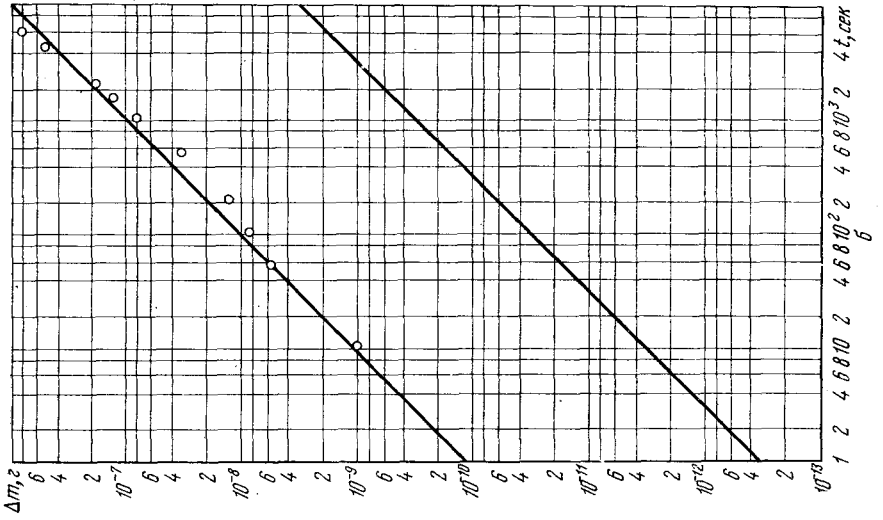
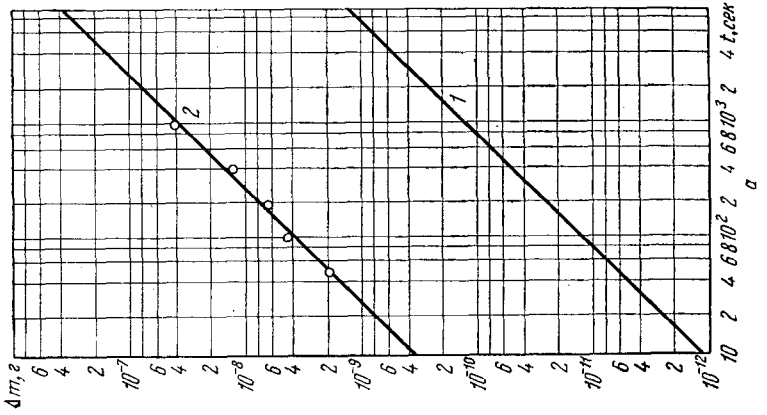
Как видно, с повышением частоты колебаний величина плотности диффузионного потока за счет микропотоков уменьшается, тогда как плотность потока, обусловленного пульсациями пузырька, растет. Заметим, что при этом отношение  $j_2/j_1$  повышается приблизительно от 1 до  $10^8$  (правда, энергетические затраты также растут,  $\sim 10^4$ ). Уменьшение величины  $j_2$  с ростом частоты, вероятно, вызвано увеличением времени доставки к поверхности пузырьков свежего, необходимого раствора. Это время  $\tau'$  можно оценить из следующих соображений. Пусть радиус пузырька  $R$  — характерный размер, а скорость течения  $v_0$  характерная скорость. Тогда отношение  $\tau' = R/v_0$  определяет характерное время набегания свежего раствора с концентрацией, равной концентрации газа в жидкости вдали от пузырька.

Приведенные в табл. 6 величины  $\tau'$  и  $T$  (период колебаний), например  $U_{\xi}=70$  см/сек,  $R=3,5 \cdot 10^{-2}$  см, показывают, как с повышением частоты звука отношение величин  $\tau'/T$  резко растет. Таким образом, пузырек успевает совершить значительное число колебаний прежде, чем к его поверхности подойдет порция необходимого раствора.

Таковы выводы, которые можно сделать из сопоставления величин  $I_1$  и  $I_2$  для пузырьков резонансных размеров.

Как показывают оценки, для нерезонансных пузырьков уже при  $P_A=1$  атм отношение величин указанных диффузионных потоков ( $I_1=3,85 \cdot 10^{-11}$  г/сек,  $I_2=4,5 \cdot 10^{-13}$  г/сек) составляет приблизительно  $10^2$ ,

Рис. 11. Изменение во времени величин диффузионных потоков для нерезонансных пучков воздуха в воде



Т а б л и ц а 6

Изменение с частотой колебаний звукового поля отношения времени доставки раствора  $\tau'$  к периоду колебания  $T$

$f$ , кгц	$R$ , см	$T$ , сек	$\tau'$ , сек	$\tau'/T$
1	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-3}$	$6,28 \cdot 10^{-5}$	$6,28 \cdot 10^{-2}$
10		$10^{-4}$	$6,28 \cdot 10^{-4}$	6,28
100		$10^{-5}$	$6,28 \cdot 10^{-3}$	$6,28 \cdot 10^2$
1000		$10^{-6}$	$6,28 \cdot 10^{-2}$	$6,28 \cdot 10^4$
10000		$10^{-7}$	$6,28 \cdot 10^{-1}$	$6,28 \cdot 10^6$

т. е. вклад пульсаций пузырька весьма значителен (приводились величины  $I$  для пузырька  $R = 7 \cdot 10^{-3}$  см и  $f = 26,5$  кгц). Однако при небольших величинах звукового давления определяющим является диффузионный поток за счет микропотоков. Это подтверждается представленными на рис. 11 графиками временной зависимости величин диффузионных потоков для нерезонансных пузырьков 0,008; 0,012 и 0,016 см при  $P_A = 0,024$  атм и  $f = 26,5$  кгц. Кривые 1 и 2 характеризуют диффузионные потоки за счет пульсаций пузырька и микропотоков соответственно. В данных условиях экспериментальные значения  $I$  располагаются вблизи теоретической кривой микропотоков.

На рис. 12 представлены фотографии, иллюстрирующие изменение среднего радиуса пузырьков в воде при различном относительном газосодержании  $C_0/C_s$ . При  $(C_0/C_s) > (C_0/C_s)_p$  (величины, соответствующей состоянию диффузионного равновесия для пузырька данного радиуса) действие звука ускоряет рост пузырька. При  $(C_0/C_s) < (C_0/C_s)_p$  происходит растворение пузырька.

Фотографии на рис. 13 изображают этапы растворения пузырька в звуковом поле, соответствующие определенным соотношениям между радиусом пузырька  $R$  и его резонансным значением при данной частоте звукового поля. Наиболее интенсивные колебания пузырька соответствуют состоянию резонанса.

При определенной концентрации газа в жидкости вдали от пузырька  $C_0$  ее значение у стенки пузырька данного радиуса  $R_0$  при постоянной температуре и статическом давлении  $P_0$  зависит только от поверхностного натяжения благодаря члену  $2\sigma/RP_0$  (на скорость его роста или растворения в статических условиях влияет коэффициент  $\sigma$ ). Вводя в жидкость поверхностно-активные вещества (ПАВ), можно ускорять или замедлять изменение среднего радиуса пузырька во времени.

В статических условиях растворенные молекулы ПАВ, адсорбируясь на поверхности жидкости и изменяя действующие на ней силы, вызывают понижение или повышение поверхностного натяжения, что, в свою очередь, влечет за собой ускорение роста или растворения пузырька [19]. В звуковом поле микропотоки, возникающие у поверхности пузырька, изменяют распределение концентрации ПАВ. По-видимому, возможны два случая: 1) при больших скоростях жидкости ( $Re = Rv_0/\nu_x \gg 1$ ) ПАВ полностью сдуваются с поверхности (этот случай неинтересен); 2) при вязком режиме течения ( $Re \ll 1$ ) часть поверхности пузырька остается покрытой недеформированным насыщенным монослоем молекул ПАВ, сносимых жидкостью, в соответствии с конфигурацией потоков в ту или иную часть поверхности пузырька. Переменная концентрация на поверхности приводит к тому, что капиллярное давление оказывается в разных ее точках различным и возникает тангенциальная сила  $F_0$  от мест с большим поверхностным натяжением к местам с меньшим натяжением. При этом изменяются граничные



условия, а следовательно, и режим движения. Сопоставляя величины диффузионного потока газа на пузырек в воде с ПАВ в звуковом поле и без звука, можно оценить характер взаимодействия капиллярных и гидродинамических эффектов и их влияние на диффузию газа в пузырек в звуковом поле.

На рис. 14 даны экспериментальные графики зависимости плотности диффузионного потока от времени в звуковом поле и без звука для дистиллированной воды и воды, содержащей ПАВ ( $P_A=0,4$  атм,  $f=27$  кГц). Как следует из сопоставления данных, при добавлении ПАВ в воду без звука плотность диффузионного потока возрастает приблизительно в 2 раза (от  $5,68 \cdot 10^{-9}$  до  $1,12 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>2</sup>·сек). В звуковом поле она повышается от  $1,47 \cdot 10^{-8}$  (в воде) до  $1,83 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>2</sup>·сек (в воде с ПАВ), т. е. только

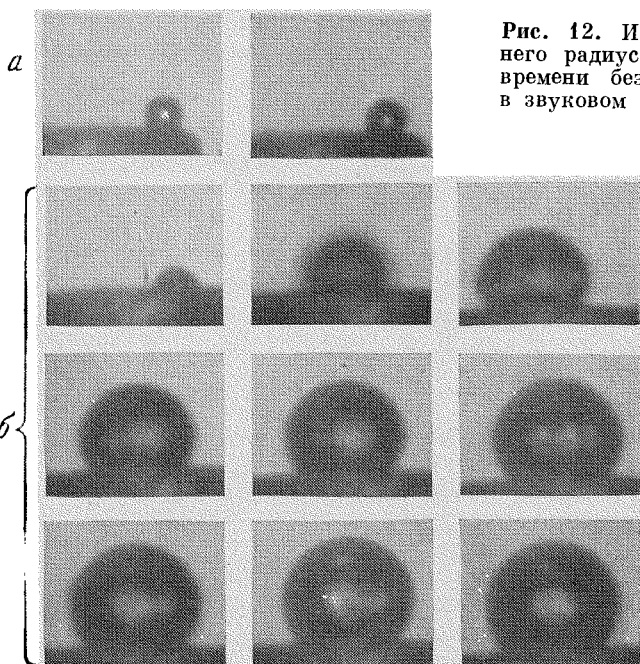


Рис. 12. Изменение среднего радиуса пузырька во времени без звука (а) и в звуковом поле (б)

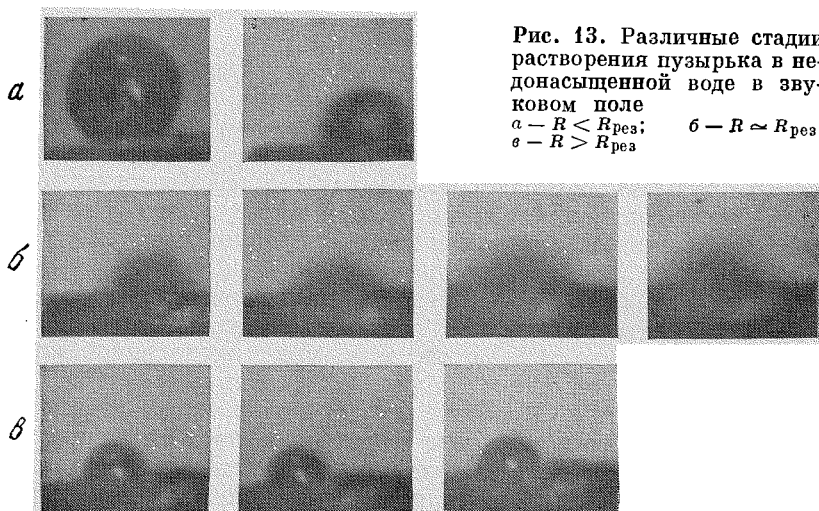


Рис. 13. Различные стадии растворения пузырька в недонасыщенной воде в звуковом поле  
 $a - R < R_{\text{рез}}$ ;  $б - R \approx R_{\text{рез}}$ ;  
 $в - R > R_{\text{рез}}$

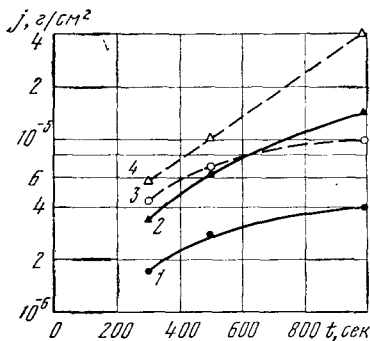


Рис. 14. Изменение величины плотности диффузионного потока газа на пузырек во времени в различных средах

Частота 26,5 кГц. 1 — вода без звука; 2 — вода + полиокс без звука; 3 — вода со звуком; 4 — вода + полиокс со звуком

в 1,2 раза. Влияние ПАВ уменьшается, по-видимому, в результате изменения распределения его концентрации на поверхности пузырька под влиянием микропотоков.

### § 3. Стабилизация диффузионных эффектов в звуковом поле

Как указывалось выше, при колебании пузырьков в звуковом поле возникают процессы диффузии, обусловленные специфическими акустическими эффектами. Направление диффузионных потоков зависит от соотношения между концентрацией газа вдали от пузырька  $C_0$ , ее равновесным значением  $C_p$  или концентрацией в жидкости у поверхности пузырька  $C_s$  (если поверхностным натяжением пренебречь нельзя) и амплитудой колебаний пузырька  $\xi$ . Возможны три случая соотношения концентраций:

1.  $C_0 > C_p$  — для пузырьков больших размеров ( $2\sigma/RP_0 \ll 1$ ) жидкость перенасыщена и полный диффузионный поток газа направлен всегда из жидкости в пузырек: если поверхностным натяжением пренебречь нельзя, на концентрацию  $C_0$  налагается более жесткое требование ( $C_0 > C_s$ ).

2.  $C_0 = C_p$  или  $C_0 = C_s$  (в соответствии с радиусом пузырька) — случай соответствует насыщенной жидкости; вследствие колебаний пузырька концентрация газа у его поверхности изменяется, поэтому удобно ввести понятие мгновенной растворимости газа

$$C_{st} = C_s \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 = C_0 \left( 1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (52)$$

При любой амплитуде колебаний пузырька в полупериод его расширения выполняется неравенство  $C_0 > C_{st}$ , вследствие чего происходит диффузия газа из жидкости в пузырек. При сжатии пузырька соотношение концентраций изменяется на обратное  $C_0 < C_{st}$ , причем диффузионный поток направлен из пузырька в жидкость. Так как газ диффундирует в пузырек через большую поверхность, чем в обратном направлении — из пузырька в жидкость, то, очевидно, с течением времени средний радиус будет увеличиваться.

3.  $C_0 < C_p$  или  $C_0 < C_s$  — жидкость находится в недонасыщенном состоянии, и в соответствии с (52) рост пузырька возможен только при определенной амплитуде колебаний, т. е. при определенной амплитуде звукового давления, называемой *пороговой*, или *критической*. Величина критического давления  $P_{Aкр}$  рассчитывается из условия равенства нулю среднего диффузионного потока газа на пузырек, представляющего сумму акустического диффузионного потока и потока обычной молекулярной диффузии. В работах [26, 28, 29] учитывался только акустический диффу-

зионный поток за счет пульсации пузырька, с различной степенью приближения, поэтому выражения для  $P_{A_{кр}}$  неоднозначны: по Блейку [28]

$$P_{A_{кр}} = \sqrt{6} P_0 \left[ \frac{1 + 2\sigma R_0 P_0 - C_0/C_p}{1 + 2\pi R_0 \sqrt{\pi f/D}} \right]^{1/2}; \quad (53)$$

по Ши и Плессе [29]

$$P_{A_{кр}} = \sqrt{\frac{3}{2}} P_0 \left[ 1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} - \frac{C_0}{C_p} \right]^{1/2}; \quad (54)$$

по Эллеру и Флинну [26]

$$\frac{C_0}{C_p} = \left( 1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} \right) \frac{A}{B}. \quad (55)$$

Здесь  $A$  и  $B$  определяются, как и в (50), из решения уравнения движения стенки пузырька.

Заметим, что в (53) и (54) не учитывается зависимость амплитуды колебаний пузырька от частоты звука. Если принять во внимание диффузионный поток, возникающий из-за микропотоков, условие равенства нулю среднего диффузионного потока на пузырек принимает вид

$$I_1 + I_2' + I_0 = 0. \quad (56)$$

Определяя  $I_1$ ,  $I_2'$  и  $I_0$  соотношениями (34), (46) и (24), получаем из (56) уравнение 3-й степени относительно величины критического звукового давления  $P_{A_{кр}}$ :

$$P_A^3 + 3\chi P_A + 2q = 0, \quad (57)$$

где

$$\chi = \frac{(\rho_{ж\omega R})^2 K}{3\beta} \left\{ 2\alpha - \frac{384\pi D\omega}{\beta} \right\};$$

$$q = \frac{(\omega R)^3 \omega K \rho_{ж\omega R} \sqrt{\pi D\omega K}}{\sqrt{2} \beta} \left\{ \frac{5,5296 \cdot 10^4 \pi D \rho_{ж\omega R}^2}{\beta^2} - \frac{32\omega R^2 \rho_{ж\omega R}^2 \alpha}{\beta} - 8\alpha\omega R^2 \right\};$$

$$\alpha = \frac{C_0}{C_p} \left( 1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} \right); \quad \beta = \frac{C_0}{C_p} + \left( 1 + \frac{\sigma}{R_0 P_0} \right);$$

$$K = \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2.$$

Чтобы оценить, сколь существенно влияют на величину критического звукового давления микропотоки, сопоставим значения  $P_{A_{кр}}$ , вычисленные из уравнения (57) с учетом вклада микропотоков, с величинами, не учитывающими этот вклад. В последнем случае величина  $P_{A_{кр}}$  находится из равенства

$$I_1 + I_0 = 0. \quad (58)$$

Используя (34) и (24), из условия (58) получаем

$$P_{A_{кр}}' = \frac{(\omega R)^2 \rho_{ж\omega R}}{\sqrt{6}} \left\{ \left[ \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right] \left( 1 + \frac{2\sigma}{R_0 P_0} - \frac{C_0}{C_p} \right) \right\}. \quad (59)$$

На рис. 15 приведены величины  $P_{A_{кр}}$  для пузырька воздуха в воде, рассчитанные по соотношениям (57) и (59) (соответственно кривые 1 и 2) при  $C_0/C_p = 0,85$ ,  $f = 24,5$  кгц и  $P_0 = 1$  атм. Кривые 3 и 4 представляют значения  $P_{A_{кр}}$ , рассчитанные по соотношениям (54) и (55). Треугольниками отмечены экспериментальные значения  $P_{A_{кр}}$  по данным Страсберга [28]. Он наблюдал за пузырьками воздуха в воде, находящимися в фокальном

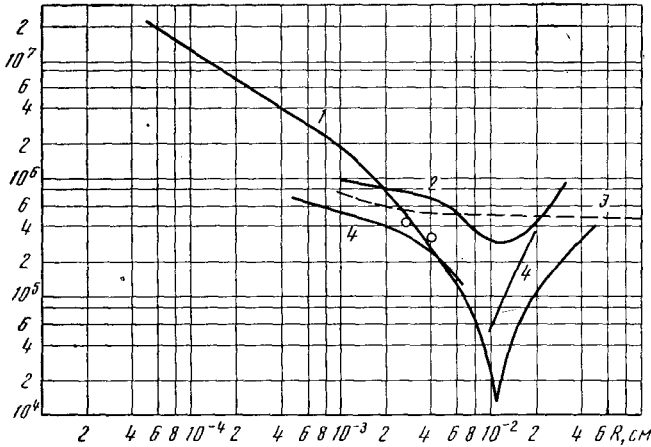


Рис. 15. Зависимость величины критического звукового давления при «односторонней» диффузии от радиуса пузырька

$f = 24,5 \text{ кгц}$ ;  $P_0 = 1 \text{ атм}$ ;  $C_0/C_p = 0,85$

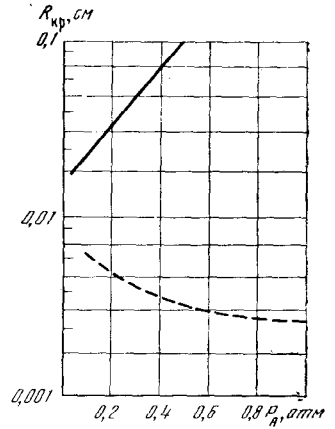


Рис. 16. Зависимость стабильного радиуса пузырька от амплитуды звукового давления

пятне фокусирующего излучателя. Радиус пузырька определялся по времени его подъема на фиксированное расстояние (3 мм) из плоскости фокального пятна в момент выключения звука. За пороговую величину принималось то наибольшее давление, при котором скорость всплытия пузырька, а, следовательно, и его радиус оставались постоянными (точность измерения радиуса в его эксперименте составляла  $\pm 1 \text{ об}$ ). На основании данных рис. 15 можно заключить, что экспериментальные величины критического звукового давления весьма хорошо согласуются со значениями, вычисленными по уравнению (57), которое учитывает все виды массопередачи. Расчеты по соотношениям (59) и (55) дают соответственно завышенные и заниженные значения  $P_{кр}$  по сравнению с экспериментальными. Наблюдаемое расхождение, по-видимому, следует отнести за счет того, что диффузионный поток, обусловленный микротечениями, не учитывался, тем не менее характер зависимости  $P_{кр}$  от  $R$  — один и тот же. Совершенно иного вида зависимость следует из соотношения (54), полученного Страсбергом по данным Ши и Плессе [23] (кривая 3 на рис. 15), хотя для пузырьков, наблюдавшихся Страсбергом, теоретические значения  $P_{кр}$ , следующие из кривой 3, близки к экспериментальным. Дело в том, что при  $R_0 \ll R_{рез}$  значения  $P_{кр}$ , вычисленные по (54) и (59), приблизительно одинаковы.

Воспользовавшись уравнением (57), проанализируем зависимость критического звукового давления  $P_{кр}$  от таких величин, как радиус пузырька, частота звука, статическое давление, поверхностное натяжение. При данной частоте звука наименьшим значением  $P_{кр}$  обладают пузырьки резонансного размера, причем существует два различных пузырька — один ( $R_{01}$ ) больше, другой ( $R_{02}$ ) меньше резонансного с равными величинами  $P_{кр}$ . По-видимому, при постоянной амплитуде звукового давления (например,  $P_A$ ) происходит следующее: при  $R < R_{01}$ , пузырек растворяется в жидкости и исчезает; при  $R > R_{01}$ , пузырек растет и оказывается в состоянии диффузионного равновесия при  $R = R_{02}$ , когда соответствующее ему значение  $P_{кр}$  достигает значения амплитуды звукового давления в волне  $P_A$ . Если радиус пузырька превышает  $R_{02}$ , он растворяется,

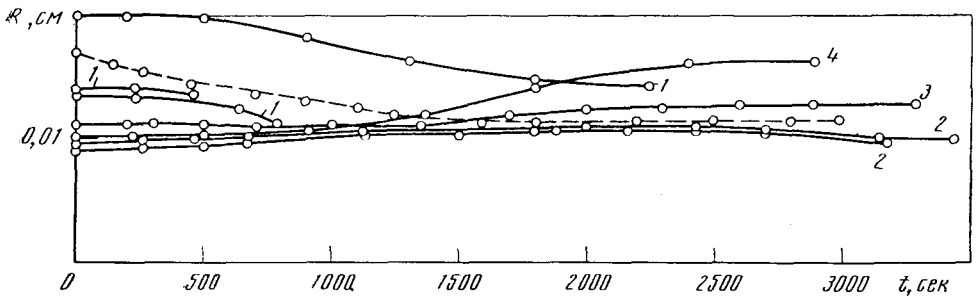


Рис. 17. Изменение во времени среднего радиуса пузырька в дибутилфталате на частоте 26,5 кГц при различных амплитудах звукового давления

пока не достигнет значения  $R_{0_2}$ . С увеличением амплитуды звукового давления величина стабильного радиуса, соответствующего состоянию диффузионного равновесия в звуковом поле, растет.

На рис. 16 представлены кривые зависимости величин  $R_{0_2}$  от амплитуды звукового давления: сплошная линия, найденная из графика 1 рис. 15, и пунктирная линия, рассчитанная по известному соотношению Шни и Плессе [23]

$$R_{0_2} = \left( \frac{24\sigma}{5\rho_{ж}\alpha\omega^2} \right)^{1/3},$$

где

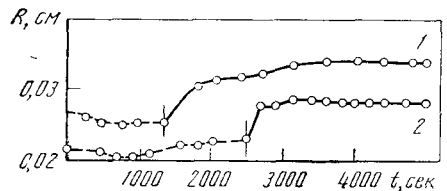
$$\alpha = - \frac{P_A}{3P_0}. \quad (60)$$

Заметим, что соотношение (60) было получено в предположении, что рост пузырька ограничен его разрушением вследствие возбуждения поверхностных мод колебаний, когда радиус пузырька достигает определенного значения. Однако микрокиносъемка процесса роста и растворения пузырька в звуковом поле не подтвердила это предположение (см. рис. 12 и 13). При стабилизации массообмена разрушений поверхности пузырьков мы не обнаружили.

Представленные на рис. 17 и 18 зависимости среднего радиуса от времени подтверждают выводы теории о существовании стабильного радиуса и величины критического звукового давления. Различные случаи диффузионной кинетики пузырька воздуха в дибутилфталате в звуковом поле и без звука иллюстрируются рис. 17. Пунктирная кривая показывает уменьшение среднего радиуса пузырька в отсутствие звука со временем. В звуковом поле (частота 26,5 кГц), в зависимости от амплитуды звукового давления, пузырек растворяется (кривая 1,  $P_A=0,25$  атм), сохраняет среднее значение радиуса (кривая 2,  $P_A=0,3$  атм) или растет (кривые 3 и 4,  $P_A=0,45$  и 0,8 атм). По достижении некоторого «стабильного» радиуса рост пузырька, как отмечалось, прекращался (кривые 3 и 4), и чем выше была амплитуда звукового давления, тем больше оказывалась величина стабильного радиуса; это соответствовало ходу теоретической кривой, согласно (57).

Рис. 18. Изменение во времени среднего радиуса пузырька в глицерине

Пунктирная часть кривых соответствует статическим условиям; сплошная — звуковым колебаниям с частотой 26,5 кГц и амплитудой 0,5 атм  
1 —  $R_0=0,022$  см; 2 —  $R_0=0,026$  см



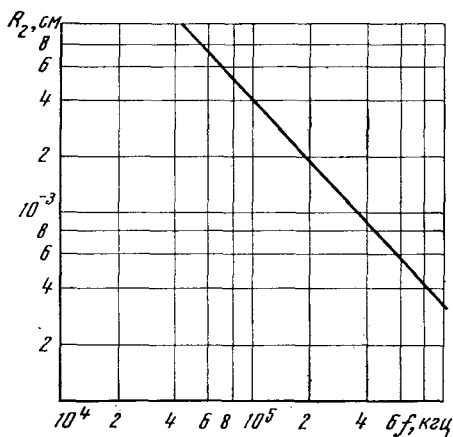


Рис. 19. Теоретическая зависимость от частоты стабильного радиуса пузырька

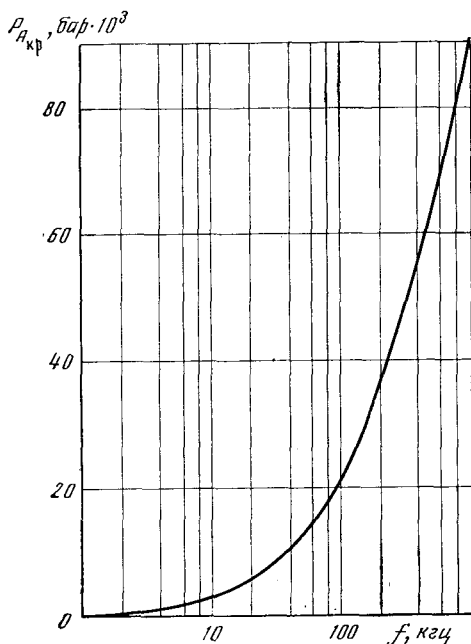


Рис. 20. Теоретическая зависимость критического звукового давления от частоты для воздушного резонансного пузырька в воде

$P_0 = 1 \text{ атм}$ ;  $\sigma = 72,5$

Аналогичные результаты дали наблюдения за поведением пузырьков в глицерине. Соответствующие кривые изменения среднего радиуса пузырька ( $R = 0,0216$  и  $0,0266 \text{ см}$ ) в звуковом поле и без звука приведены на рис. 18. Пунктирная часть кривых характеризует изменение радиуса пузырька в статических условиях. Момент включения звука отмечен вертикальной линией. Как видно, скорость роста пузырька достигает максимального значения в начальные моменты времени, а затем уменьшается и оказывается равной нулю, когда пузырек достигает состояния диффузионного равновесия, характеризующегося определенным стабильным радиусом. Расчеты по уравнению (57) показывают, что с увеличением частоты колебаний величина стабильного радиуса уменьшается (рис. 19,  $P_A = 0,1 \text{ атм}$ ), а значения критического звукового давления растут (рис. 20).

На основании приведенных экспериментальных данных и расчетов можно предложить объяснение стабилизации массообмена в звуковом поле. На наш взгляд, она определяется действием двух факторов. С одной стороны, в зависимости от начального радиуса пузырька критическое звуковое давление с его ростом либо повышается для  $R$ , удовлетворяющего неравенству  $R_{\text{рез}} < R < R_0$ , либо спадает, а после прохождения резонанса увеличивается вновь. С другой стороны, рост пузырька происходит за счет поступления в него растворенного в жидкости газа, так что его концентрация со временем понижается. Анализируя уравнение (57), нетрудно заметить, что при снижении относительной концентрации возрастает величина критического звукового давления  $P_{A,кр}$ . В качестве примера на рис. 21 представлены кривые зависимости величины  $P_{A,кр}$  от относительной концентрации газа на частотах  $22 \text{ кгц}$  (а) и  $1 \text{ Мгц}$  (б) при  $P_0 = 1 \text{ атм}$  для пузырьков размером:  $5 \cdot 10^{-5}$ ,  $1 \cdot 10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$ ,  $1 \cdot 10^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{-3}$  и  $1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  (соответственно кривые 1–6; 7 — кривая, соответствующая пузырьку резонансного радиуса). По мере того, как раство-

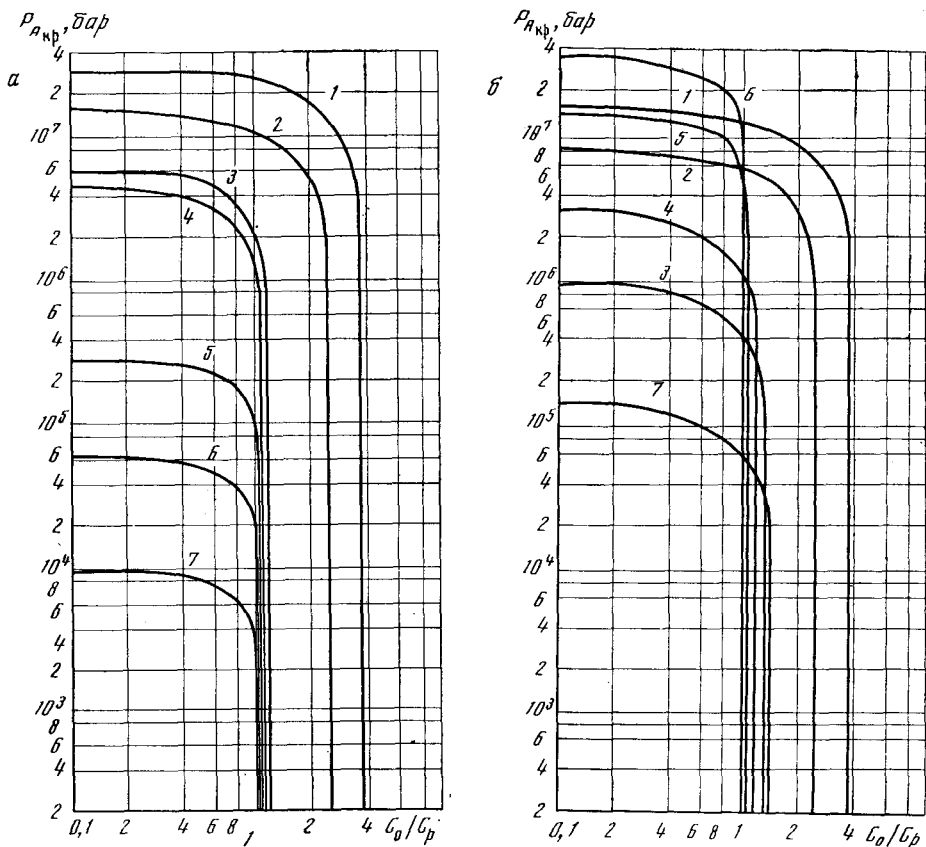


Рис. 21. Теоретическая зависимость величины критического звукового давления от относительной концентрации газа для пузырька воздуха в воде

ренный газ перекачивается из жидкости в пузырек, происходит обеднение жидкости газом, так что в конце концов она оказывается в недонасыщенном состоянии и величина  $P_{кр}$  растет. Как следует из представленных графиков, пузырек продолжает расти до тех пор, пока при некотором значении относительной концентрации  $C_0/C_p$  величина  $P_{кр}$  не окажется равной амплитуде звукового давления в волне, скажем,  $P_A$ . Тогда средний диффузионный поток газа на пузырек оказывается равным нулю, рост пузырька прекращается, он становится стабильным и «выходит из игры». Разумеется, представленные кривые не отражают в полной мере всей сложной картины установления диффузионного равновесия. Они справедливы лишь для фиксированного момента времени и с изменением радиуса пузырька смещаются.

В заключение проанализируем влияние понижения отрицательного статического давления и изменения поверхностного натяжения жидкости на величину критического звукового давления.

На рис. 22 приведены кривые, иллюстрирующие зависимость  $P_{кр}$  от величины отрицательного статического давления для резонансного пузырька воздуха в воде на частоте 22 кгц при относительной концентрации 0,8 и 0,1 (соответственно кривые 1 и 2). С понижением отрицательного статического давления величина  $P_{кр}$  возрастает.

Кривые рис. 23 отображают изменение критического звукового давления при увеличении поверхностного натяжения жидкости для пузырька

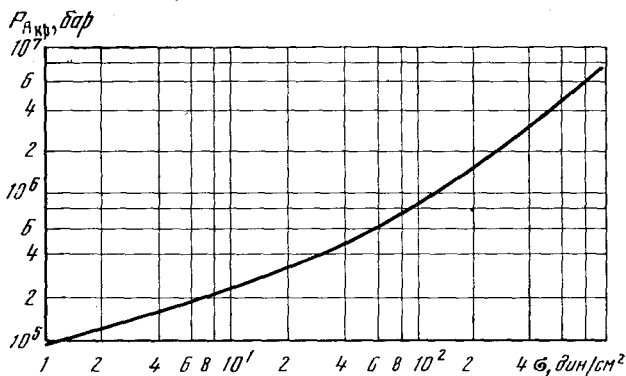
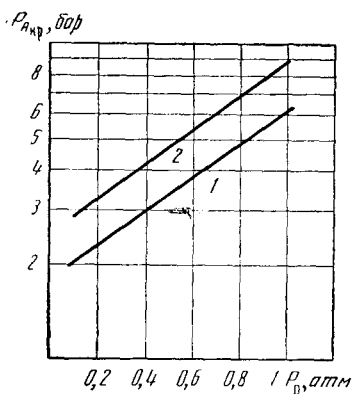


Рис. 22. Теоретическая зависимость величины критического звукового давления от гидростатического давления при  $f=22$  кгц

Относительное газосодержание: 1 — 0,8; 2 — 0,1

Рис. 23. Теоретическая зависимость критического звукового давления от поверхностного натяжения

$R=5 \cdot 10^{-4}$  см на частоте 1 Мгц при относительной концентрации воздуха в воде 0,8. С ростом поверхностного натяжения критическое звуковое давление также увеличивается.

### Глава 3

## ВЫДЕЛЕНИЕ СВОБОДНОГО ГАЗА ИЗ ЖИДКОСТИ

Ускорение выделения из жидкости свободного газа, находящегося в ней в виде пузырьков, в звуковом поле обуславливается рядом факторов. Всплывание пузырьков, по-видимому, ускоряется за счет их укрупнения под действием силы Бьеркнеса, благодаря увлечению пузырьков акустическими потоками, а также под влиянием радиационного давления. Ввиду сложности процесса дегазации в целом мы, как и ранее, рассмотрим отдельные его этапы, причем оценка влияния указанных факторов будет дана на примере одиночного пузырька газа или пары пузырьков.

### § 1. Сила Бьеркнеса

Рассмотрим две сферы с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  в идеальной несжимаемой жидкости, центры которых расположены друг от друга на расстоянии  $l$ . Поверхности сфер пульсируют с одинаковой частотой, но с различными скоростями  $U_{\xi_1}$  и  $U_{\xi_2}$ . В работах [40, 41] показано, что вследствие пульсаций пузырьков между ними возникает сила взаимодействия, среднее значение которой определяется выражением

$$F_B = \frac{\dot{m}_1 \dot{m}_2}{4\pi\rho_{ж}} \cdot \frac{1}{l^2}. \quad (61)$$



Эта сила носит название *силы Бьеркнеса*. Так как, по определению,  $m_1 = 4\pi R_1^2 U_{\xi_1} \cos \omega t$  и  $m_2 = 4\pi R_2^2 U_{\xi_2} \cos(\omega t + \theta)$ , то (61) преобразуется к виду

$$F_B = \frac{2\pi R_1^2 R_2^2}{l^2} \rho_{\text{ж}} (U_{\xi_1} U_{\xi_2}) \cos \theta, \quad (62)$$

где  $\theta = \text{arctg} \frac{A-B}{1+AB}$ ;  $A = \frac{\delta_1 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ;  $B = \frac{\delta_2 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$ ;  $\omega_0$  и  $\omega_0$  — собственные частоты колебаний сфер.

Согласно (29), колебательная скорость поверхности пузырька определяется соотношением

$$U_{\xi} = \frac{P_A}{\rho_{\text{ж}} \omega R \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta^2}},$$

используя которое для силы взаимодействия Бьеркнеса, получаем

$$F_B = \frac{2\pi R_1 R_2}{\rho_{\text{ж}} \omega^2} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta_1^2} \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + \delta_2^2}} \frac{P_A^2}{l^2}. \quad (63)$$

Из выражения (63) следует, что при синфазных колебаниях сфер ( $\theta=0$ ) сила взаимодействия положительна и вызывает притяжение пузырьков. Если пузырьки колеблются в противофазе ( $\theta=\pi$ ),  $F_B < 0$ , и происходит отталкивание пузырьков. Из приведенных ранее данных следует, что в противофазе колеблются пузырьки с радиусами у одного меньше, а у другого больше резонансного. Синфазные колебания наблюдаются у пузырьков приблизительно одного размера. С точки зрения процесса дегазации этот случай наиболее интересен.

Предположив, что сила взаимодействия положительна и вызывает притяжение пузырьков, составим уравнение движения рассматриваемой пары

$$\frac{2}{3} \pi \rho_{\text{ж}} \frac{R_1^3 R_2^3}{R_1^3 + R_2^3} \ddot{l} = F_B - F_r, \quad (64)$$

где  $F_r$  — сила сопротивления. Поскольку  $F_B \sim 1/l^2$ , а  $F_r \sim \dot{l}$ , при некотором расстоянии между центрами пузырьков  $F_B > F_r$  и (62) упрощается

$$\frac{2}{3} \pi \rho_{\text{ж}} \frac{R_1^3 R_2^3}{R_1^3 + R_2^3} \ddot{l} = F_B. \quad (65)$$

В работе В. Ф. Казанцева [42] интегрированием (65) получено соотношение, описывающее изменение расстояния между пузырьками со временем для более сложного случая — спектра частот:

$$\frac{\sqrt{l^3}}{C-t} = \frac{3\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{R_1^3 + R_2^3}}{\pi \rho_{\text{ж}} R_1 R_2} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{P_{A_i}^2}{f_i^2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{j_{0i}^2}{f_i^2} - 1\right)^2 + \delta_1^2} \sqrt{\left(\frac{j_{0i}^2}{f_i^2} - 1\right)^2 + \delta_2^2}}}; \quad (66)$$

здесь  $P_{A_i}$  и  $f_i$  — давление и частота каждого из компонентов звукового поля;  $C$  — константа, зависящая от выбора начала системы отсчета.

Выполненные в работе [42] экспериментальные исследования движения пузырьков в звуковом поле (частота 10,8 *кГц*) подтвердили характер зависимости  $l(t)$ , описываемой соотношением (66).

В качестве примера на рис. 24 представлен полученный экспериментально график изменения расстояния между пузырьками во времени.

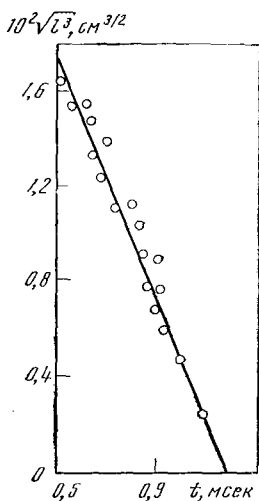


Рис. 24. График зависимости расстояния между пузырьками от времени

Как видно, он аппроксимируется прямой вида  $\sqrt{l^3} = (C - t)B$ , где  $B$  характеризует наклон прямой к оси времени. Согласие экспериментальной зависимости расстояния от времени с результатами расчета по соотношению (66), с одной стороны, позволяет утверждать, что сила взаимодействия между пузырьками действительно обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними, а с другой, подтверждает правильность предположения о малости силы трения по сравнению с силой Бьеркнеса при расстоянии между пузырьками, превышающем некоторую величину  $l'$ . Когда  $l < l'$ , в уравнении движения следует учитывать силу трения  $F_r$ . Заметим, что полное уравнение (64) интегрируется только численно.

Оценим расстояние  $l'$ , на котором  $F_B = F_r$ . Для этого решаем уравнение (64) в нулевом приближении, т. е. без учета силы трения, при начальных условиях

$$l = l_0, \quad \dot{l} = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad (67)$$

где  $l_0$  — начальное расстояние между центрами пузырьков. Скорость изменения расстояния между пузырьками в нулевом приближении равна

$$(\dot{l})_0 = \frac{P_A \sqrt{6(R_1^3 + R_2^3)}}{\rho_{ж\omega} R_1 R_2^2 \sqrt{K_1 K_2}} \sqrt{\frac{1}{l} - \frac{1}{l_0}}; \quad (68)$$

здесь

$$K_1 = \left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta_1^2; \quad K_2 = \left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta_2^2.$$

Решение этого же уравнения в первом приближении, т. е. с учетом силы трения, но при условии, что  $\dot{l} = 0$ , дает

$$(\dot{l})_1 = \frac{R_2 P_A^2 \cos \theta}{2\rho_{ж\omega}^2 \mu_{ж} l^2 \sqrt{K_1 K_2}}. \quad (69)$$

Силу трения, по-видимому, можно не учитывать, если справедливо неравенство

$$\frac{(\dot{l})_1}{(\dot{l})_0} \ll 1. \quad (70)$$

Используя (68) и (69), преобразуем (70) к виду

$$l^4 - l^3 l_0 + \frac{R_1^2 R_2^2 P_A^2 \cos^2 \theta}{24\mu_{ж}^2 \omega^2 (R_1^3 + R_2^3) \sqrt{K_1 K_2}} \leq 0. \quad (71)$$

Найдем время коалесценции  $t_k$  пары пузырьков под действием силы Бьеркнеса, предполагая, что расстояние между пузырьками  $l$  превышает  $l'$ , удовлетворяющее (71). Решая дифференциальное уравнение (65) с начальными условиями (67) и граничным условием вида

$$l = R_1 + R_2 \quad \text{при } t = t_k, \quad (72)$$

легко получить:

$$t_k = A \left\{ \arcsin 1 - \arcsin \sqrt{\frac{R_1 + R_2}{l_0} + \frac{\sqrt{R_1 + R_2} \sqrt{l_0 - (R_1 + R_2)}}{l_0}} \right\}, \quad (73)$$

где

$$A = \frac{\rho_{ж} R_1 R_2 \omega l_0^{3/2} \sqrt{K_1 K_2}}{P_A \sqrt{6(R_1^3 + R_2^3)}}.$$

Так как в реальном процессе пузырьки движутся друг относительно друга, коалесценция произойдет, по-видимому, только при определенных начальных расстояниях между ними  $l_0'$ . Значение  $l_0'$  можно оценить. Предположим, что размеры пузырьков таковы, что  $R_1 < R_2$ , тогда пузырек  $R_2$  обладает большей скоростью  $U_2$  и проходит мимо пузырька  $R_1$ . Под действием силы Бьеркнеса коалесценция произойдет только при условии, что время «проскакивания» пузырька  $R_2$ , равное  $t_2 = 2R_1/U_2$ , превышает время коалесценции  $t_k$  (здесь  $U_2 = U_2 - U_1$ ). Из равенства  $t_k = 0,1 t_2$  получаем соотношение для определения значения  $l_0'$ , при котором возможна коалесценция:

$$\frac{\rho_{ж} \omega R_1 R_2 l_0^{3/2} \sqrt{K_1 K_2}}{P_A \sqrt{6(R_1^3 + R_2^3)}} \left\{ \arcsin 1 - \arcsin \sqrt{\frac{R_1 + R_2}{l_0}} + \frac{\sqrt{R_1 + R_2} \sqrt{l_0 - (R_1 + R_2)}}{l_0} \right\} = 0,2 \frac{R_1}{U_2 - U_1}. \quad (74)$$

При  $R_1 \ll R_2$  коалесценции не произойдет, так как пузырьки колеблются в противофазе, что накладывает некоторые ограничения в отношении радиусов пузырьков на соотношение (74). Расчеты показывают, что при увеличении радиусов взаимодействующих пузырьков амплитуды звукового давления и частоты колебаний значения  $l_0'$  повышаются (табл. 7).

Таблица 7

Влияние радиусов пузырьков на расстояние  $l_0'$  между их центрами, при котором возможна коалесценция  
 $f = 26,5$  кгц,  $P_A = 0,1$  атм

$R_1$ , см	$R_2$ , см	$l_0'$ , см
$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$

Задавая величины  $l_0$  с учетом (74), по соотношению (73) можно найти время коалесценции  $t_k$  пары пузырьков.

На рис. 25 даны величины  $t_k$  для следующих условий:  $R_2 = R_{рез} = 1,26 \cdot 10^{-2}$  см,  $R_1$  изменяется в пределах от  $5 \cdot 10^{-4}$  до  $5 \cdot 10^{-2}$  см ( $P_A = 1$  атм,  $f = 26,5$  кгц). Наименьшее время коалесценции соответствует паре  $R_1 = R_2 = R_{рез}$ , что, разумеется, обусловлено тем обстоятельством, что на резонансе сила взаимодействия, а следовательно, и скорость сближения пузырьков имеют наибольшее значение.

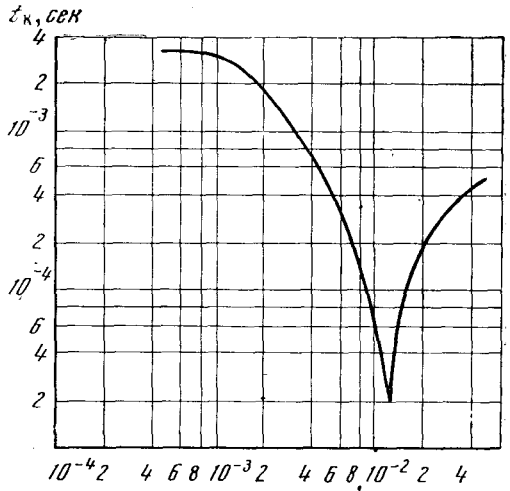


Рис. 25. Теоретическая зависимость времени коалесценции от радиуса взаимодействующих пузырьков

## § 2. Движение пузырьков и их коалесценция в поле акустических потоков

Распространение звуковых волн средней и высокой интенсивности в жидкости сопровождается однонаправленным движением среды, известным под названием акустического потока [105]. Различают три типа потоков: 1) мелкомасштабные течения у поверхности препятствия в вязком пограничном слое [31]; 2) течения типа рэлеевских потоков в поле стоячей волны [53]; 3) экартовские течения [54], возникающие при распространении коллимированного звукового пучка в ограниченном объеме жидкости.

При рассмотрении возможного влияния акустических потоков типа рэлеевских и экартовских на движение газовых пузырьков в жидкости следует различать две стороны вопроса: 1) под действием акустических течений может измениться скорость поступательного движения пузырька; 2) благодаря существующему в поле потоков градиенту скорости движения жидкости возможно увеличение вероятности коалесценции пузырьков (градиентная коалесценция по аналогии с градиентной коагуляцией коллоидных систем [19]). Ниже будут даны некоторые количественные оценки этих эффектов.

Рассмотрим пузырек радиуса  $R$ , взвешенный в жидкости, движущейся со скоростью  $\mathbf{v}$ . Под влиянием этого движения пузырек начинает двигаться с некоторой скоростью  $\mathbf{u}$ . Оценим эту скорость. Уравнение движения пузырька, частично увлекаемого жидкостью, имеет вид [52]

$$\rho_r V \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho_{\text{ж}} V \frac{d\mathbf{v}}{dt} - \frac{1}{2} \rho_{\text{ж}} V \frac{d}{dt} (\mathbf{u} - \mathbf{v}) - 4\pi\mu_{\text{ж}} R (\mathbf{u} - \mathbf{v}), \quad (75)$$

где  $\rho_{\text{ж}} V \frac{d\mathbf{v}}{dt}$  — сила, которая действовала бы на пузырек, если бы он полностью увлекался жидкостью;  $4\pi\mu_{\text{ж}} R (\mathbf{u} - \mathbf{v})$  — сила сопротивления, которую пузырек испытывает со стороны жидкости при обтекании;  $\frac{1}{2} \rho_{\text{ж}} V \frac{d}{dt} (\mathbf{u} - \mathbf{v})$  — дополнительная сила реакции, действующая со стороны жидкости.

Для стационарного потока ( $d\mathbf{v}/dt=0$  и  $\mathbf{v}=\mathbf{v}_0$ ), как следует из (75), скорость движения пузырька определяется соотношением

$$u = v_0 \left( 1 - e^{-\frac{6\mu_{\text{ж}} t}{(2\rho_r + \rho_{\text{ж}}) R^2}} \right). \quad (76)$$

Чем меньше радиус пузырька, тем быстрее наступает полное его увлечение потоком жидкости.

В неустановившемся потоке, если последний устанавливается по закону

$$v = v_0 (1 - e^{-t/\tau}), \quad (77)$$

$$u = \frac{3v_0 (\rho_{\text{ж}} R^2 - 2\mu_{\text{ж}} \tau)}{6\mu_{\text{ж}} \tau - (2\rho_r + \rho_{\text{ж}}) R^2} \left[ e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{6\mu_{\text{ж}} t}{(2\rho_r + \rho_{\text{ж}}) R^2}} \right] + v_0 \left[ 1 - e^{-\frac{6\mu_{\text{ж}} t}{(2\rho_r + \rho_{\text{ж}}) R^2}} \right] \quad (78)$$

( $\tau$  — время установления потока).

Так как при дегазации жидкостей время озвучивания превышает время установления потока (доли секунды), важно исследовать только взаимодействие пузырька и стационарного потока. С другой стороны, как следует из (78), для пузырьков с радиусом, не превышающим  $10^{-2}$  см (а при дегазации «работают» пузырьки еще меньшего размера), время «увлечения» пузырька потоком мало. В этой связи скорость движения пузырька малого размера в поле потока равна скорости последнего.

Ниже приводятся некоторые числовые данные о скорости экартовского и рэлеевского потока для ряда частот и значений колебательной скорости. Для экартовского потока рассчитывались величины скорости на оси звукового пучка (табл. 8).

Таблица 8

Скорость экартовского потока

$\frac{r_1}{r_0}$	$f, \text{ кгц}$	$V, \text{ см/сек}$						
		1,2	2,6	3,6	8	12	26	37
0,1	1000	0,06	0,3	0,6	3	6	30	60
0,1	500	0,015	0,08	0,15	0,8	1,5	8	15
0,1	100	0,0006	0,0003	0,006	0,03	0,06	0,3	0,6
0,5	1000	0,01	0,05	0,1	0,5	1	5	10
0,5	500	0,003	0,013	0,03	0,13	0,3	1,3	3
0,5	100	0,0001	0,0005	0,001	0,005	0,01	0,05	0,1

Примечание:  $r_1 = 1,5 \text{ см}$  — радиус звукового пучка;  $r_0$  — радиус трубы.

Заметим, что время установления экартовского потока  $\tau_3 = r_1^2 / 2c_{\text{ж}}$  [55] для условий, приведенных в табл. 8, составляет около 2 мин, по истечении которых скорость потока достигает максимальной величины.

Среднее значение осевой составляющей рэлеевского потока в направлении распространения волны  $x$  равно

$$\langle v_x \rangle = -\frac{V^2}{2\pi c_{\text{ж}}} \left( \frac{2r^2}{r_0^2} - 1 \right). \quad (79)$$

При равных величинах колебательной скорости в звуковой волне  $V$  значение  $\langle v_x \rangle$  существенно ниже скорости экартовского потока (табл. 9).

Таблица 9

Скорость рэлеевского потока

$r, \text{ см}$	$V, \text{ см/сек}$					
	1,2	2,6	3,6	8	11,6	25,5
$r_0 = 1,5 \text{ см}$						
0	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
0,5	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$5,35 \cdot 10^{-4}$
0,8	$6,6 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
1	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$7,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$1,42 \cdot 10^{-5}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$
1,058	0	0	0	0	0	0
1,5	$-1,5 \cdot 10^{-6}$	$-6,5 \cdot 10^{-6}$	$-1,4 \cdot 10^{-5}$	$-6,8 \cdot 10^{-5}$	$-1,3 \cdot 10^{-4}$	$-6,9 \cdot 10^{-4}$
$r_0 = 3,5 \text{ см}$						
0	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
0,5	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
1	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$
1,5	$9,8 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-6}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$
2	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
2,474	0	0	0	0	0	0
3	$-7,4 \cdot 10^{-7}$	$-3 \cdot 10^{-6}$	$-6,7 \cdot 10^{-6}$	$-3 \cdot 10^{-5}$	$-6,3 \cdot 10^{-5}$	$-3,3 \cdot 10^{-4}$
3,5	$-1,5 \cdot 10^{-6}$	$-6,5 \cdot 10^{-6}$	$-1,4 \cdot 10^{-5}$	$-6,8 \cdot 10^{-5}$	$-1,3 \cdot 10^{-4}$	$-6,9 \cdot 10^{-4}$

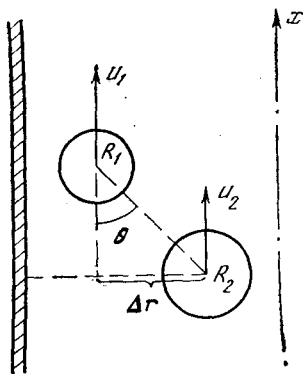


Рис. 26. Градиентная коалесценция пузырьков

пузырька  $R_1$  и  $R_2$  в ламинарном потоке жидкости, направленном по оси  $x$  цилиндрической трубы (рис. 26). Обозначим расстояние между траекториями по перпендикуляру к стенке трубы через  $\Delta r$ . Предположим, что один из пузырьков  $R_1$  неподвижен, а второй  $R_2$  движется относительно первого со скоростью  $v_x$ , зависящей от  $\Delta r$ . В этих условиях встреча между пузырьками возможна, если расстояние между ними по радиусу трубы  $\Delta r$  удовлетворяет неравенству

$$\Delta r \leq (R_1 + R_2) \sin \theta. \quad (80)$$

Число встреч выделенного пузырька  $R_1$  со всеми пузырьками  $R_2$ , концентрация которых  $n_2$  определяется соотношением [19]

$$L = n_2 \int v_x \cdot 2(R_1 + R_2) \cos \theta d(\Delta r). \quad (81)$$

При малых  $\Delta r$  справедливо  $v_x = (\partial v_x / \partial r) \Delta r = \Gamma \Delta r$ , откуда

$$L = \frac{4}{3} n_2 \Gamma (R_1 + R_2)^3. \quad (82)$$

Здесь  $\Gamma = \partial v_x / \partial r$  — градиент скорости движения жидкости. Воспользовавшись известными соотношениями для скорости экартовского и рэлеевского потоков, можно найти соответствующие им градиенты скорости в радиальном направлении и вычислить по (82) число встреч пузырьков, происходящих за 1 сек в 1 см<sup>3</sup> жидкости.

Скорость экартовского потока при  $0 \leq r \leq r_1$  определяется соотношением

$$v(r) = \varepsilon \left\{ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{r^2}{r_1^2} \right) - \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) - \ln \frac{r_1}{r_0} \right\}, \quad (83)$$

откуда

$$\Gamma = \frac{\partial v}{\partial r} = \varepsilon \left[ 2 \left( 1 - 0,5 \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \frac{r}{r_0^2} - \frac{r}{r_1^2} \right]; \quad (84)$$

здесь  $\varepsilon = bV^2\omega^2 r_1^2 / 4\mu_{ж}$ ;  $b = 4/3\mu_{ж} + \mu'_{ж}$ .

В соответствии с (82) получаем следующее соотношение для числа встреч пузырьков в 1 см<sup>3</sup> за 1 сек за счет градиента экартовского потока в пределах звукового пучка:

$$L^* = \frac{4}{3} n_2 (R_1 + R_2)^3 \varepsilon \left[ 2 \left( 1 - 0,5 \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \frac{r}{r_0^2} - \frac{r}{r_1^2} \right]. \quad (85)$$

Заметим, что (79) справедливо, если амплитуда колебательной скорости в волне не превышает  $\sqrt{\mu_{ж}\omega}$  [55]. Сопоставление  $\langle v_x \rangle$  для нескольких значений радиальной координаты  $r$  с величинами скорости движения пузырьков под действием подъемной силы  $u_0$  (табл. 11) показывает, что влияние рэлеевского потока пренебрежимо. Что касается экартовского потока, то на высоких частотах при больших интенсивностях звука и надлежащем выборе  $r_1/r_0$  он может изменять скорость движения пузырька весьма существенным образом.

Рассмотрим вторую сторону возможного влияния поля акустических потоков на газыевые пузырьки — увеличение числа встреч пузырьков со счет градиента скорости движения жидкости. Следуя [49], рассмотрим два

Согласно равенству (79), градиент скорости рэлеевского потока имеет вид

$$\Gamma = - \frac{V^2}{\pi c_{\text{ж}}} \frac{r}{r_0^2}, \quad (86)$$

откуда число встреч пузырька  $R_1$  со всеми пузырьками радиуса  $R_2$  в 1 см<sup>3</sup> за 1 сек равно

$$L_P = \frac{4}{3} n_2 (R_1 + R_2)^3 \frac{V^2}{\pi c_{\text{ж}}} \cdot \frac{r}{r_0^2}. \quad (87)$$

Из приведенных в табл. 10 значений  $L_{\text{Э}}$  и  $L_P$ , вычисленных по соотношениям (85) и (87), следует, что число встреч за счет рэлеевского потока незначительно ( $f=1$  Мгц,  $r=0,1$  см,  $r_0=1,5$  см,  $V=1,2$  см/сек,  $n_1=n_2=1$ ), а влияние экартовского потока зависит от выбора  $r_1/r_0$ ,  $V$  и  $f$  и может быть весьма существенным.

Т а б л и ц а 10

Число встреч пузырьков за счет экартовского и рэлеевского потоков

$R_1$ , см	$R_2$ , см	$ L_{\text{Э}} $	$ L_P $	$R_1$ , см	$R_2$ , см	$ L_{\text{Э}} $	$ L_P $
$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-20}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^2$	$4,6 \cdot 10^{-17}$
	$1 \cdot 10^{-5}$	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-20}$		$1 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-17}$
	$3 \cdot 10^{-5}$	1,25	$1,9 \cdot 10^{-19}$		$5 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-16}$
$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-6}$	2,54	$3,6 \cdot 10^{-19}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$5,4 \cdot 10^2$	$7,8 \cdot 10^{-16}$
	$1 \cdot 10^{-5}$	3,4	$5 \cdot 10^{-19}$		$5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{-16}$
	$1 \cdot 10^{-4}$	19,8	$9,9 \cdot 10^{-18}$		$1 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-15}$
					$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-14}$

Следует заметить, что в соотношениях (85) и (87) не учитывается взаимодействие пузырьков. Возникновение силы Бьеркнеса в звуковом поле, с одной стороны, приводит к увеличению радиуса захвата, а с другой, уменьшает число встреч, ведущих к коалесценции. Последнее обстоятельство связано с тем, что сила Бьеркнеса положительна, т. е. вызывает сближение пузырьков только в том случае, когда сдвиг по фазе при колебаниях лежит в пределах от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ . Таким образом, если число встреч пузырьков без учета взаимодействия равно числу коалесценций, то в звуковом поле оно их превышает. Для пузырьков с радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , колебания которых сдвинуты по фазе не более чем на  $|\pi/2|$ , число коалесценций равно числу встреч.

Если учесть увеличение радиуса захвата в результате действия силы Бьеркнеса, то соотношения (85) и (87) преобразуются к виду

$$L'_{\text{Э}} = \frac{4n_2 (R_1 + R_2 + l_0)^3}{3} \varepsilon \left[ 2 \left( 1 - 0,5 \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \frac{r}{r_0^2} - \frac{r}{r_1^2} \right]; \quad (88)$$

$$L'_P = \frac{4n_2 (R_1 + R_2 + l_0)^3}{3} \frac{V^2}{\pi c_{\text{ж}}} \frac{r}{r_0^2}. \quad (89)$$

Отсутствие данных о распределении пузырьков по радиусам не позволяет рассчитать истинное число встреч пузырьков в поле акустических потоков и оценить вызванное укрупнением пузырьков увеличение скорости их выделения из жидкости. Но можно сопоставить число встреч пузырьков в звуковом поле, обусловленное постоянными потоками, с числом встреч пузырьков при их движении только под действием подъемной силы как в отсутствие звука, так и в звуковом поле. Последний случай бывает, например, в бегущей волне при невыгодном для возникновения потока сочетании радиуса звукового пучка и трубы.

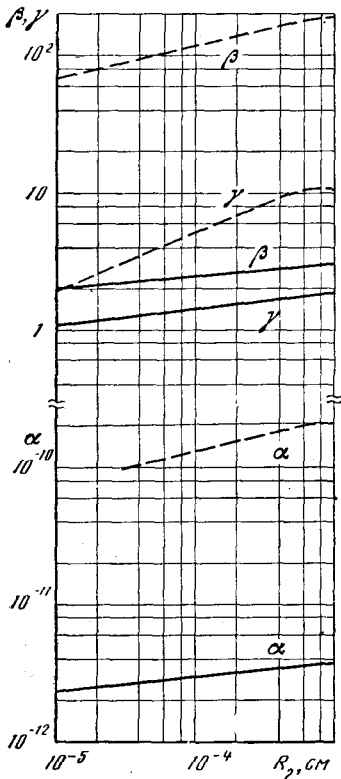


Рис. 27. Теоретическая зависимость параметров  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  от радиуса пузырьков

влияние увеличения радиуса захвата из-за действия силы Бьеркнеса на число встреч пузырьков определяет отношение

$$\gamma = \frac{L'_n}{L_n} = \left( \frac{R_1 + R_2 + l_0}{R_1 + R_2} \right)^2. \quad (94)$$

Сопоставление параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  показывает, что по мере увеличения радиусов взаимодействующих пузырьков число их встреч возрастает как в звуковом поле, так и без звука (рис. 27,  $R_2 = 5 \cdot 10^{-3}$  см,  $R_1$  изменяется в пределах от  $10^{-5}$  см до  $5 \cdot 10^{-3}$  см;  $P_A = 0,1$  и  $0,5$  атм, что соответствует сплошной и пунктирной линиям;  $f = 26$  кГц). В поле акустических потоков в соответствии с величиной градиента скорости число встреч пузырьков может сильно возрасти, тогда как увеличение радиуса захвата вследствие действия силы Бьеркнеса значительного влияния на число встреч не оказывает.

### § 3. Радиационное давление

При распространении звуковой волны в жидкости на содержащиеся в ней пузырьки действует также сила, вызываемая радиационным давлением. В стоячей звуковой волне величина радиационного давления на пузырек с радиусом, меньшим длины звуковой волны ( $kR \ll 1$ ), равна [43]

$$F_r = - \frac{4\pi}{k^2} \bar{E} \sin 2kh\Phi(\alpha, \beta, kR), \quad (95)$$

В отсутствие звука число встреч, по-видимому, равно числу пузырьков, достигающих со всех сторон сферы радиуса  $R_1 + R_2$ , а  $v_x$  представляет относительную скорость движения рассматриваемой пары пузырьков в направлении  $x$  (см. рис. 26). Используя (81), имеем для числа встреч пузырьков в отсутствие звука

$$L_n = \frac{g\pi n_2}{6\mu_x} (R_1 + R_2)^2 (R_2^2 - R_1^2). \quad (90)$$

В звуковом поле в результате увеличения радиуса захвата соотношение (90) принимает вид

$$L'_n = \frac{g\pi n_2}{6\mu_x} (R_1 + R_2 + l_0)^2 (R_2^2 - R_1^2). \quad (91)$$

Отношения

$$\beta = \frac{L'_n}{L_n} = 8\mu_x (R_1 + R_2 + l_0) (R_2^2 - R_1^2) \varepsilon \Omega, \quad (92)$$

$$\alpha = \frac{L'_p}{L'_n} = \frac{8\mu_x (R_1 + R_2 + l_0) V^2}{c_x g \pi^2 (R_2^2 - R_1^2) r_0^2} r, \quad (93)$$

где

$$\Omega = 2 \left( 1 - 0,5 \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \frac{r}{r_0} - \frac{r}{r_1},$$

выражают увеличение числа встреч пузырьков соответственно за счет экартовского и рэлеевского потоков. Сколь существенно

влияние увеличения радиуса захвата из-за действия силы Бьеркнеса на число встреч пузырьков определяет отношение



где  $\Phi = \frac{\alpha (k_r R) \{3\beta - (k_r R)^2\}}{\alpha^2 (k_r R)^6 + \{3\beta - (k_r R)^2\}^2}$ ;  $E$  — средняя энергия в стоячей волне;  $h$  — расстояние от центра пузырька до пучности или узла скорости в соответствии с направлением движения пузырька к пучности или узлу;  $\alpha = k_x/k_r$ ;  $\beta = \rho_r/\rho_x$ .

Функция  $\Phi(\alpha, \beta, k_r R)$  определяет направление силы радиационного давления. Если  $k_r R/\sqrt{3\beta} > 1$ , то  $\Phi > 0$ , и радиационное давление направлено от узла к пучности скорости. Если же  $k_r R/\sqrt{3\beta} < 1$ , то  $\Phi < 0$ , и направление радиационного давления изменяется на противоположное — от пучности к узлу. В соответствии с этим действие радиационного давления на пузырек газа в стоячей волне зависит от радиуса пузырька: пузырек с радиусом, меньшим резонансного, движется в пучность скорости, если же радиус пузырька больше резонансного, — в узел скорости. Резонансный пузырек свободно дрейфует через узлы и пучности волны. Эти выводы теории [43, 44] неоднократно подтверждались экспериментально [41, 45]. Избирательное действие радиационного давления на пузырьки в стоячей волне создает в объеме жидкости распределение пузырьков по их размерам в определенных плоскостях — узлах и пучностях стоячей волны, что увеличивает вероятность коалесценции.

В поле бегущей звуковой волны действие радиационного давления на пузырек адекватно изменению скорости его движения на некоторую величину  $u'$ . Величина радиационного давления на пузырек в поле бегущей волны рассчитывалась с учетом рассеяния волны пузырьком [43] и влияния теплопроводности на его колебания [44], причем во втором случае для пузырька, удовлетворяющего условию  $kR \ll 1$ , величина радиационного давления равна

$$F_r = \frac{4\pi}{k_x^2} \frac{I}{c_x} \frac{(k_x R)^2 + \frac{k_x R \cdot RB}{(RA)^2}}{\left(k_x R + \frac{RB}{RA}\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{RA}\right)^2}, \quad (96)$$

где

$$RA = \frac{(k_r R)^2}{3\beta} \left[ 1 + \frac{3(\gamma - 1) \operatorname{sh} 2l_r R - \sin 2l_r R}{2l_r R \operatorname{ch} 2l_r R - \cos 2l_r R} \right];$$

$$RB = \frac{(k_r R)^2}{3\beta} \frac{3(\gamma - 1)}{2l_r R} \left( \frac{\operatorname{sh} 2l_r R + \sin 2l_r R}{\operatorname{ch} 2l_r R - \cos 2l_r R} - \frac{1}{l_r R} \right);$$

$$l_r = \sqrt{\omega \rho_r C_{p_r} / 2\kappa_r};$$

$\kappa_r, C_{p_r}$  — теплопроводность и теплоемкость газа в пузырьке соответственно;  $\gamma = C_p/C_v$ .

Соотношение (96) показывает, что при  $RA=1$  (что соответствует резонансным колебаниям пузырька) радиационное давление имеет максимальную величину.

На рис. 28 представлена зависимость экспериментальных величин радиационного давления в поле бегущей волны для пузырька кислорода в воде от радиуса пузырька на частоте 120 кГц [44]. Экспериментальная величина логарифмического декремента затухания для резонансного пузырька ( $R=0,027$  мм), найденная из этой кривой, составляет 0,35 и согласуется с теоретическим ее значением, равным 0,36. Таким образом, соотношение (96) с достаточной степенью точности определяет величину радиационного давления на пузырек в поле бегущей волны.

Оценим изменение скорости всплывания пузырька в вязкой несжимаемой жидкости, обусловленное радиационным давлением, направленным снизу вверх, как и действующая на пузырек подъемная сила  $F_p$ . Под действием этих двух сил пузырек движется вверх с некоторой ско-

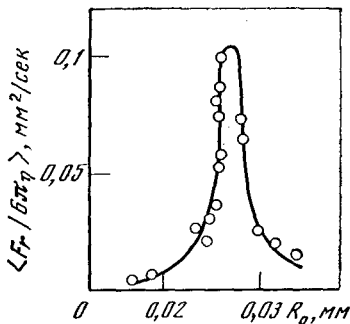


Рис. 28. Радиационное давление на пузырек хлорода в воде при  $j=120 \text{ кг/с}$

ростью  $U$ . В системе отсчета, связанной с центром тяжести пузырька, последний как целое неподвижен и обтекается жидкостью. Сила сопротивления, испытываемая при этом пузырьком, зависит от скорости натекания жидкости. Если пузырек мал, режим движения жидкости у его поверхности вязкий ( $Re = UR/\nu_{\text{ж}} \ll 1$ ), и сила сопротивления равна [19]

$$F_c = 6\pi R \mu_{\text{ж}} U \frac{2\mu_{\text{ж}} + 3\mu_r}{3(\mu_{\text{ж}} + \mu_r)}. \quad (97)$$

Из условия равновесия действующих на пузырек сил подъемной архимедовой силы  $F_{\text{п}}$ , радиационного давления  $F_r$  и силы сопротивления  $F_c$

$$F_c + F_r + F_p = 0 \quad (98)$$

получаем для скорости установившегося движения пузырька [51]:

$$U = \frac{g \rho_{\text{ж}} R^2}{3\mu_{\text{ж}}} + \frac{I}{\omega \mu_{\text{ж}}} \left[ \frac{k_{\text{ж}} R + \frac{RB}{(RA)^2}}{\left(k_{\text{ж}} R + \frac{RB}{RA}\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{RA}\right)^2} \right]. \quad (99)$$

Первый член в (99) представляет скорость установившегося движения в отсутствие звука при  $Re \ll 1$  [19]; второй — поправку к скорости, создаваемую радиационным давлением  $U'$ ;  $U = U_0$  при  $I = 0$ .

При обтекании с умеренными числами Рейнольдса у поверхности пузырька возникает тонкий пограничный слой вязкого течения, скорость у поверхности пузырька  $U$  складывается из скорости течения идеальной жидкости вне пограничного слоя  $U_1$  и малого изменения скорости в пределах пограничного слоя  $\Delta U$ . Касательная составляющая  $(\Delta u)_t$  зависит от угла  $\theta$ , который отсчитывается от точки разветвления набегающего потока [19].

Так, при  $\theta \rightarrow 0$  на поверхности пузырька  $(\Delta U)_t \rightarrow \text{const } U/\sqrt{Re}$  и  $(\Delta U)_t \rightarrow 1/\sin \theta \rightarrow \infty$  при  $\theta \rightarrow \pi$ . Следовательно, вблизи точки набегаения и вплоть до больших значений  $\theta$  изменение скорости  $\Delta U$  мало по сравнению со скоростью основного потока идеальной жидкости. При  $\theta \sim \pi$  значение  $(\Delta U)_t$  резко возрастает. В соответствии с уравнением непрерывности в пограничном слое увеличивается нормальная составляющая скорости и появляется течение жидкости от поверхности пузырька в объем, скорость которого превышает скорость  $(U_1)_t$ . Это значит, что при  $\theta \sim \pi$  на поверхности пузырька наступает явление отрыва. В области отрыва возникает турбулентное течение, и в кормовой части пузырька появляется турбулентный след. Полная сила сопротивления, испытываемого пузырьком, складывается из сопротивления, действующего на всю поверхность пузырька до места отрыва

$$F_c = 12\pi \mu_{\text{ж}} R U, \quad (100)$$

и силы, действующей в области турбулентного обтекания

$$F_{\text{турб}} = k_f \rho_{\text{ж}} \frac{U^2}{2} S_1, \quad (101)$$

где  $k_f$  — коэффициент сопротивления;  $S_1$  — площадь, покрытая турбулентным следом. Так как при малом  $k_f$   $F_c > F_{\text{турб}}$ , то сопротивление определяется только значением  $F_c$ . По аналогии со случаем ламинарного обтекания пузырька можно показать, что при  $Re \gg 1$  действие радиа-

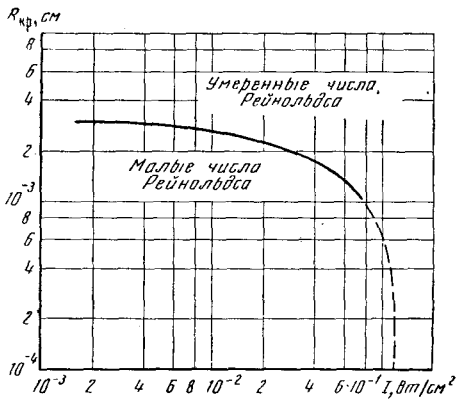


Рис. 29. Кривая зависимости критического радиуса пузырька от интенсивности звука, разделяющая область малых и умеренных чисел Рейнольдса

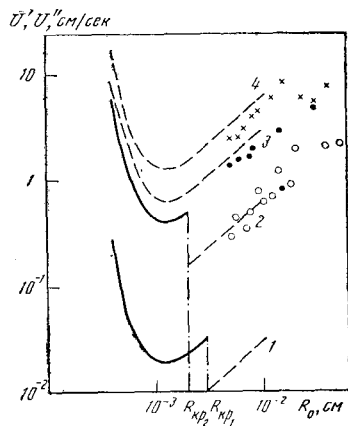


Рис. 30. Зависимость поправки к скорости всплывания пузырька, обусловленной радиационным давлением в бегущей звуковой волне, от радиуса

ционного давления изменяет скорость всплывания пузырька на величину  $U''$ , причем

$$U'' = \frac{U'}{3}, \quad (102)$$

т. е. при умеренных числах Рейнольдса добавка к скорости, обусловленная радиационным давлением, уменьшается в 3 раза. Соотношение (99) справедливо для  $Re \ll 1$ , поэтому из равенства

$$\frac{\rho_{ж} R U}{\mu_{ж}} = 0,1 \quad (103)$$

можно оценить критическое значение радиуса пузырька  $R_{кр}$ , ограничивающего область значений  $R$ , где (99) применимо для различных интенсивностей звука. С ростом этой интенсивности звука  $R_{кр}$  уменьшается.

На рис. 29 величины  $R_{кр}$  для пузырьков воздуха в воде представлены при различных интенсивностях на частоте 800 кГц. В соответствии с  $R_{кр}$  поправка к скорости равна  $U'$ , если  $R < R_{кр}$ , и  $U'/3$ , если  $R > R_{кр}$ . На рис. 30 представлено семейство рассчитанных таким образом кривых зависимости  $U'$  и  $U''$  от радиуса для воздушного пузырька в воде при различных интенсивностях звука ( $f=800$  кГц). Сплошные линии отвечают величинам  $U'$ , пунктирные —  $U''$ . Кривые 1—4 соответствуют интенсивностям  $1,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^{-2}$ ,  $1,6 \cdot 10^{-1}$ ,  $5,4 \cdot 10^{-1}$  Вт/см². Значения  $R_{кр}$  для каждой интенсивности определены из кривой рис. 29 и отмечены на рис. 30 штрих-пунктирными линиями. В бегущей волне радиационное давление на резонансные пузырьки особенно велико, поэтому очевидно, что обусловленная им поправка к скорости движения имеет наибольшее значение для пузырька резонансного размера ( $4,01 \cdot 10^{-4}$  см при  $f=800$  кГц).

Сопоставим результаты расчета поправки к скорости  $U'$  и  $U''$  с данными эксперимента для воздушного пузырька в воде в поле бегущей волны при частоте 800 кГц и различных интенсивностях звука.

На рис. 31 приведена схема экспериментальной установки. Пузырек воздуха 1 выдувался на кончик микроэлектрода, помещенного в трубу 2 с дистиллированной водой. Для определения размера пузырька измерялось время его движения между метками А и В. Ультразвуковые колебания, создаваемые кварцевым излучателем 4 с частотой 800 кГц, вводились

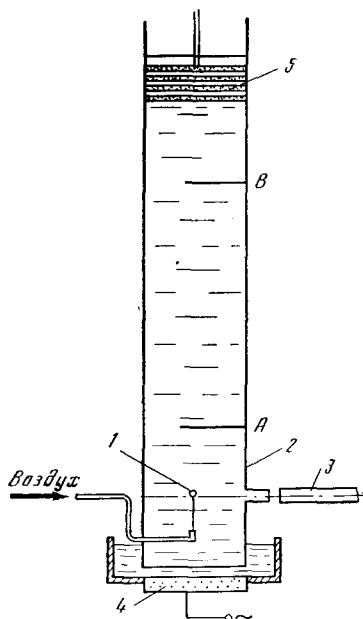


Рис. 31. Экспериментальная установка для исследования скорости подъема пузырьков

экспериментах Городецкой, где была предпринята специальная обработка исследуемой воды, получены значения скорости подъема пузырьков, приближающиеся к теоретическим величинам Левича. В нашем эксперименте использовалась обычная дистиллированная вода, чем и объясняются более низкие значения скорости подъема пузырьков по сравнению с расчетными данными.

Скорость всплывания пузырьков в звуковом поле измерялась при следующих величинах интенсивности:  $3 \cdot 10^{-2}$ ,  $1,6 \cdot 10^{-1}$ ,  $5,4 \cdot 10^{-1}$   $вт/см^2$ . Экспериментальные поправки к скорости представляют собой разность между скоростями движения пузырька данного радиуса  $R$  в звуковом поле и без звука. Для пузырьков с радиусами от  $4 \cdot 10^{-3}$  до  $4 \cdot 10^{-2}$   $см$  они приведены на рис. 30. В соответствии с величинами  $R_{кр}$ , полученными из кривой рис. 30 при  $I = 3 \cdot 10^{-2}$   $вт/см^2$ , теоретическая поправка к скорости определяется величиной  $U'$  для  $R$ , не превышающих  $R_{кр} = 3 \cdot 10^{-3}$   $см$ , и  $U''$ , если  $R > 3 \cdot 10^{-3}$   $см$ . Как видно, экспериментальные значения поправки, отмеченные при этой интенсивности кружками, весьма близки к расчетным величинам, определяемым кривой 2. При интенсивностях 0,16 и 0,54  $вт/см^2$  радиусы пузырька в рассматриваемом интервале превышали  $R_{кр}$ , соответствующее этим интенсивностям, так что теоретическое значение поправок в этом случае определяется величиной  $U''$ . Экспериментальные величины  $U''$ , соответствующие этим значениям интенсивности, несколько ниже теоретических, однако качественный ход кривых зависимости  $U''$  от  $R$  одинаков. Уменьшение величин  $U''$  с ростом интенсивности, по-видимому, обусловлено увеличением коэффициента сопротивления при движении пузырька в звуковом поле.

Как видно из рис. 30, ход расчетных кривых ограничен радиусом  $10^{-2}$   $см$ . Это связано с тем обстоятельством, что соотношение (96) для силы радиационного давления применимо только для пузырьков, удовлетворяющих условиям  $k_{ж}R \ll 1$  и  $k_r R \ll 1$ ; на частоте 800  $кГц$  это приблизительно соответствует  $R = 10^{-2}$   $см$ . Приведенные на рис. 30 экспери-

в объем трубы через тонкую пленку. Для создания режима бегущей волны у свободной поверхности жидкости помещался поглотитель 5.

Чтобы оценить изменение скорости всплывания пузырька под действием радиационного давления и получить представление о точности измерений, проводились измерения скорости всплывания пузырьков без звука [51]; полученные результаты сопоставлялись с экспериментальными и теоретическими данными других авторов. На рис. 32 крестиками отмечены полученные величины скорости всплывания пузырьков. Они согласуются с экспериментальными данными Аллена [49] (кривая 3) и Шабалина [50] (кривая 4), но по большей части далеки от теоретической кривой Левича [19] (кривая 1) и экспериментальных данных Городецкой [47] (кривая 5) [47]. Снижение скорости движения пузырька по сравнению с теоретическими ее значениями, по мнению Левича, вызвано присутствием поверхностно-активных веществ на поверхности пузырька. Последние приводят к «отвердеванию» пузырьков и приближению скорости их подъема к величине, определяемой законом Стокса. В

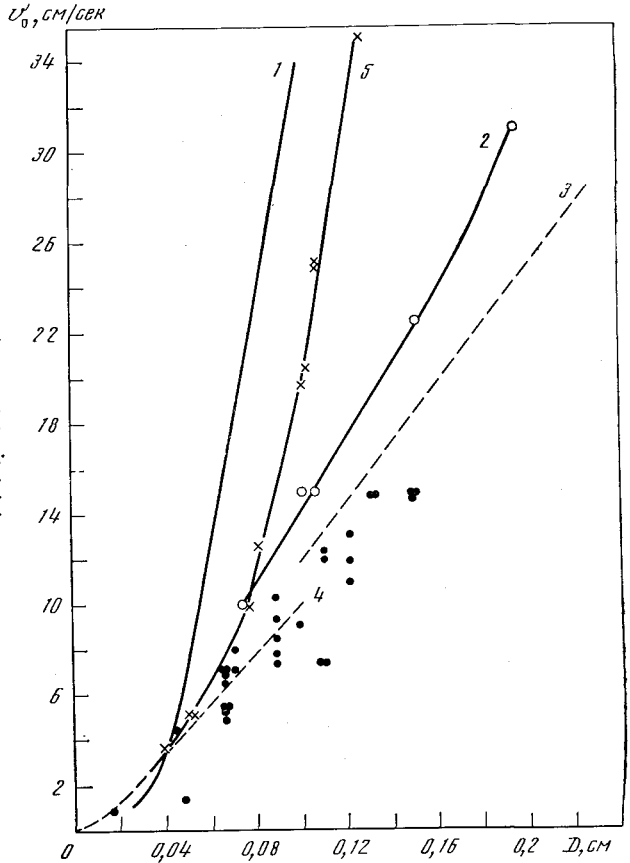


Рис. 32. Скорость подъема воздушных пузырьков в воде

1 — теоретическая кривая Левича [19]; 2 — экспериментальная кривая Люксингера [48]; 3 — экспериментальная кривая Аллена [49]; 4 — экспериментальная кривая Шабалина [50]; 5 — экспериментальная кривая Городецкой [47]; крестиками отмечены экспериментальные данные автора [51]

ментальные значения поправки на радиационное давление для  $R > 10^{-2}$  см позволяют получить представление о характере исследуемой зависимости в более широком интервале значений  $R$ . В табл. 11 приведены величины относительного изменения скорости подъема пузырька в воде  $U'/U_0$  или  $U''/U_0$  при интенсивности  $0,035$   $вт/см^2$  и частоте  $800$   $кГц$ .

Таблица 11

Влияние радиационного давления на скорость всплывания воздушных пузырьков в воде

$R$ , см	$U_0$ , см/сек	$U'$ или $U''$ , см/сек	$\frac{U'}{U_0}$ или $\frac{U''}{U_0}$	$R$ , см	$U_0$ , см/сек	$U'$ или $U''$ , см/сек	$\frac{U'}{U_0}$ или $\frac{U''}{U_0}$
$5 \cdot 10^{-4}$	<u>0,05</u>	<u>1,8</u>	<u>36</u>	$10^{-2}$	1,3	0,63	0,485
$10^{-3}$	<u>0,1</u>	<u>0,44</u>	<u>4,4</u>	$2 \cdot 10^{-2}$	3,6	1,2	0,334
$2 \cdot 10^{-3}$	<u>0,2</u>	<u>0,16</u>	<u>0,8</u>	$3 \cdot 10^{-2}$	5,6	1,6	0,286
$3 \cdot 10^{-3}$	<u>0,3</u>	<u>0,23</u>	<u>0,77</u>	$4 \cdot 10^{-2}$	8	2,2	0,275
$5 \cdot 10^{-3}$	0,5	0,35	0,7				

Примечание. Подчеркнутые цифры получены расчетным путем.

Очевидно, что приращение скорости, вызываемое радиационным давлением, имеет существенное значение только для пузырьков резонансного размера или близкого к нему. Во всех остальных случаях ее влиянием можно пренебречь.

## Глава 4

### ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МАССООБМЕНА В СИСТЕМЕ ГАЗ — ЖИДКОСТЬ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

#### § 1. Массообмен в статических условиях и влияние звуковых колебаний

Изучение воздействия ультразвуковых волн на процесс выделения газа из жидкости — это часть общей проблемы ускорения массопередачи в звуковом поле. Поэтому целесообразно рассмотреть некоторые положения общей теории массообмена, чтобы указать пути возможного влияния ультразвуковых колебаний.

Рассмотрим поверхность раздела газ—жидкость, полагая, что в последней содержится небольшое количество газа как растворенного, так и свободного в виде пузырьков. Заметим, что в статических условиях процессы массообмена на свободной поверхности жидкости и на границах раздела пузырек—жидкость во всех отношениях подобны, за исключением действия силы поверхностного натяжения, которая существенна для пузырьков малого размера.

Известно, что массообмен между двумя различными фазами подразделяется на несколько стадий: первая стадия — перенос молекул газа к поверхности раздела фаз; вторая стадия — собственно переход молекулы газа из одной фазы в другую; третья стадия — молекулы газа отводятся от поверхности обмена.

Вблизи состояния равновесия скорость поглощения или выделения газа определяется главным образом процессами на поверхности раздела фаз, а вдали от него — медленной диффузией из внутренних областей к поверхности или от нее. Если скорость одного из этапов процесса меньше скорости других, то суммарная скорость определяется скоростью наиболее медленной стадии. Когда медленной стадией процесса является подача или отвод молекул от поверхности раздела, то процесс, так считают, идет по законам диффузии. Если же медленная стадия представляет физическое превращение, суммарная скорость зависит от кинетики этого процесса. В случае хорошо растворимых газов суммарная скорость лимитируется скоростью поставки растворяющегося вещества к поверхности жидкости через газовую фазу. Для слабо растворимых газов она определяется скоростью отвода растворенных продуктов от поверхности в глубь жидкости. Когда число конденсирующихся и испаряющихся молекул в единицу времени одинаково, наступает кинетическое равновесие. Разумеется, имеется в виду равновесие «динамическое»: одни молекулы непрерывно растворяются, другие испаряются, причем каждый из процессов «ничего не знает» о равновесии и происходит независимо от него. Величина концентрации газа в жидкости, соответствующая состоянию

динамического равновесия, есть важнейшая характеристика процесса массообмена и может быть найдена из соображений равенства скоростей конденсации и испарения молекул.

Мы рассматриваем разбавленный раствор, поэтому большая часть поверхности раздела состоит из молекул растворителя, и, надо полагать, все столкновения молекул с поверхностью ведут к конденсации. Если допустить, что межмолекулярное взаимодействие отсутствует, а молекулы представляют собой жесткие шары, размер которых мал по сравнению с объемом системы, то скорость конденсации молекул равна

$$V_{\downarrow} = C_r \left( \frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \Sigma. \quad (104)$$

Здесь  $\Sigma$  — площадь поверхности раздела фаз;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $m$  — масса молекулы;  $C_r$  — концентрация молекул газа в газовой фазе. Скорость испарения молекул растворенного вещества с верхнего слоя раствора зависит от числа газовых молекул  $C_{\alpha}$ , приходящихся на единицу поверхности, и той энергии, которой они обладают:

$$V_{\uparrow} = C_{\alpha} \bar{\nu} f \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right) \Sigma, \quad (105)$$

где  $\bar{\nu}$  — средняя частота колебаний молекул газа относительно окружающих их молекул растворителя;  $f(\varepsilon/kT)$  — вероятность получения молекулой растворенного вещества энергии  $\varepsilon$ , достаточной для выведения молекул газа из раствора.

Так как при равновесии  $V_{\downarrow} = V_{\uparrow}$ , концентрация  $C_r$  удовлетворяет условию

$$C_r = C_{\alpha} \bar{\nu} f \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right). \quad (106)$$

Здесь величина  $C_{\alpha}$  связана с молекулярной концентрацией растворенного газа  $C_{\text{ж}}$  через диаметр  $\alpha$  сольватированных молекул растворенного вещества:

$$C_{\alpha} = C_{\text{ж}} \alpha. \quad (107)$$

Значение  $C_{\text{ж}}$ , удовлетворяющее условию (106), представляет равновесную концентрацию растворенного в жидкости газа. Обозначим ее  $C_{\text{жр}}$ . Направление процесса массообмена зависит от соотношения между концентрацией газа в жидкости  $C_0$  и ее равновесным значением  $C_{\text{жр}}$ . Если  $C_{\text{ж}_0} > C_{\text{жр}}$ , происходит выделение газа из жидкости; при  $C_{\text{ж}_0} < C_{\text{жр}}$  газ поглощается.

Вторая важная характеристика процесса массообмена — коэффициент массопереноса  $k_{\text{ж}}$ . Его физический смысл становится ясным из следующих соображений. Принято считать, что на границе раздела газ—жидкость существует диффузионный пограничный слой, в котором в основном и происходит изменение концентрации растворенного вещества (рис. 33). Толщина этого слоя  $\delta$  влияет на скорость транспортировки вещества  $k_{\text{ж}}$  в соответствии с выражением

$$k_{\text{ж}} = \frac{D}{\delta}. \quad (108)$$

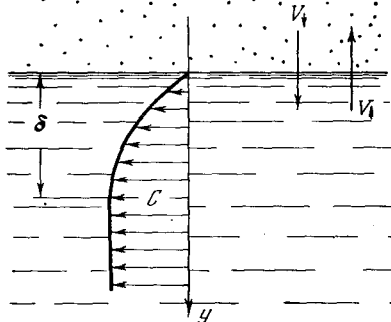


Рис. 33. Диффузионный пограничный слой на границе раздела газ—жидкость

Таким образом, коэффициент массопереноса характеризует скорость переноса молекул при массообмене.

Указанные две характеристики — равновесная концентрация и коэффициент массопереноса — определяют скорость массообмена между газовой фазой и раствором газа в жидкости в соответствии с уравнениями [59]:

$$\frac{dC}{dt} = k_{ж} (C_{жр} - C) \frac{\Sigma}{V} \quad (109)$$

и

$$-\frac{dC}{dt} = k_{ж} (C - C_{жр}) \frac{\Sigma}{V}$$

соответственно при поглощении и выделении газа. Для оценки процесса массообмена в звуковом поле, по-видимому, имеет смысл ввести аналогичные характеристики. Но если в статических условиях процессы массообмена на свободной поверхности жидкости и на границе раздела пузырек—жидкость подобны, то в звуковом поле существует некоторое различие, обусловленное колебаниями пузырька.

Рассмотрим одиночный пузырек газа в жидкости. В условиях диффузионного равновесия его радиус не изменяется, так как выделение молекул газа из его полости компенсируется их обратным поступлением. При наложении звукового поля пузырек совершает колебания, растворимость газа у его поверхности периодически изменяется и соответственно от периода к периоду колебаний нарушается диффузионное равновесие. Если  $C_s(t) < C_p$ , происходит поглощение пузырьком растворенного в жидкости газа; при  $C_s(t) > C_p$  газ выходит из пузырька в жидкость. В жидкости, перенасыщенной газом, а в ряде случаев и при относительной концентрации  $C_0/C_p$ , не превышающей единицы (как мы видели, в результате того, что поверхность диффузии в отрицательный полупериод звукового давления превышает ее значение в положительный полупериод), возникает дополнительный диффузионный поток газа на пузырек. Помимо этого фактора уменьшение толщины гидродинамического слоя, а следовательно, и толщины диффузионного пограничного слоя  $\delta_d$  вызывают возникающие у поверхности колеблющегося пузырька микропотоки, что, согласно выражению (108), ускоряет транспортировку молекул газа через этот слой. Указанные выше два фактора приводят к тому, что существенно ускоряется рост или растворение пузырька, пока не будет удовлетворено соотношение (52), т. е. не установится диффузионное равновесие. Предварительно заметим, что значение  $C_p$  в звуковом поле несколько изменяется. В зависимости от начального содержания газа в жидкости, имеющиеся в ней пузырьки либо поглощают растворенный газ, либо выделяют его, растворяясь. Однако этот эффект все же не позволяет полностью избавиться от имеющихся в жидкости пузырьков. Различные способы обработки жидкости (например, сочетание понижения давления с воздействием звука) не дали жидкости с прочностью, отвечающей ее теоретическим значениям, что говорит о наличии в ней стабильных газовых зародышей, выделить которые пока не представляется возможным. Различные авторы предложили ряд гипотез, объясняющих причины существования стабильных пузырьков [60]. Нас интересуют процессы массообмена, и факт существования не растворяющихся стабильных пузырьков важен потому, что в противовес той исключительно важной для массообмена роли, которую играют пузырьки в жидкости, перенасыщенной или слегка недонасыщенной газом, такие стабильные пузырьки в жидкости с достаточно низкой концентрацией газа, по-видимому, почти не влияют на массообмен и при наложении ультразвуковых колебаний, так что газ из газовой фазы в раствор переносится главным образом через свободную поверхность жидкости.



Что касается влияния звукового поля на диффузию через свободную поверхность жидкости, то здесь, как и у границы раздела пузырек—жидкость, ускорение диффузии возможно, по-видимому, за счет явлений 2-го порядка. Возникающее при распространении звуковой волны в жидкости конвективное движение среды оказывает влияние, аналогичное действию микротока у поверхности пузырька. При обтекании свободной поверхности жидкости также происходит уменьшение толщины диффузионного пограничного слоя и, следовательно, ускорение транспортировки вещества через слой. Указанное изменение условий транспортировки в слое, очевидно, зависит от параметров диффузионной системы и звукового поля.

В случае идеальной картины диффузии в жидкости (отсутствие конвективных тепловых, плотностных, акустических потоков), как показывают количественные оценки [61], энергия звуковых волн ничтожно мала по сравнению с энергией теплового движения молекул, так что сколь угодно значительного изменения кинетической энергии молекул, а следовательно, и коэффициента диффузии в среде не происходит. Таким образом, при используемых на практике величинах частот и интенсивностей процесс переноса вещества в свободной жидкости в идеальных условиях звуковыми колебаниями ускорен быть не может.

## § 2. Кинетика процессов массообмена в звуковом поле

Количественная оценка и выяснение влияния ультразвуковых колебаний на процессы массообмена в системе газ—жидкость проводится здесь в основном на примере процесса выделения газа из жидкости. Однако эта задача не может быть успешно решена без учета влияния процесса обратного направления, т. е. поглощения газа жидкостью, поэтому мы рассмотрим также и действие звукового поля на этот процесс.

Поскольку для сопоставления и оценки результатов, приводимых различными авторами, исключительно важное значение имеет правильно выбранный метод измерения газосодержания, целесообразно кратко описать те методы, которые наиболее часто применяются. В соответствии с тем, что газ в жидкости содержится как в связанном, так и в свободном состоянии, различают две группы методов: определение полного газосодержания и количества свободного газа. Первая группа методов характеризуется тем, что выделение газа из жидкости происходит в результате специальной обработки — понижения атмосферного давления [28, 62], введения в жидкость компонент воздуха с более высокой растворимостью [63], добавления насыщенных щелочных растворов [66]. Во вторую группу входят оптические [65], радиактивные [66] и акустические методы [67, 68]. В большинстве известных экспериментальных работ измерение полного газосодержания, к сожалению, проводилось относительно простыми методами, поэтому трудно сопоставить приведенные в них данные.

Перейдем к рассмотрению кинетики процессов массообмена. Высказанное Рихардом и Лумисом [69] предположение о том, что выделение газа из жидкости в течение всего процесса происходит равномерно, давно опровергнуто. В действительности, как следует из ряда работ [69—76], со временем выделение газа из жидкости уменьшается независимо от физико-химических свойств жидкостей, состава газовой фазы, частоты и интенсивности звука. Сопоставить приведенные в этих работах данные не представляется возможным, так как в них использовались относительные методы контроля газосодержания, а также потому, что указанных сведений об акустических условиях протекания процесса недостаточно, ибо, как правило, в большинстве работ указана только частота колебаний,

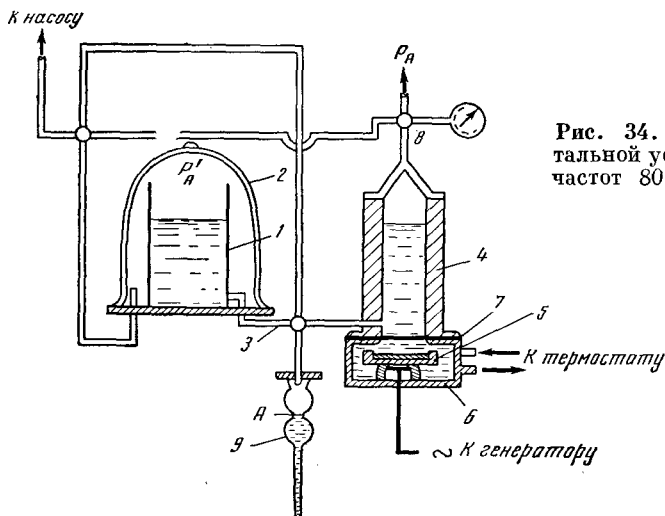


Рис. 34. Схема экспериментальной установки в диапазоне частот 80—1000 кГц

а интенсивность звука характеризуется такими косвенными и неоднозначными величинами, как напряжение на излучателе, анодный ток в цепи генераторной лампы и т. п. Такого рода данные не позволяют получить простейшие количественные оценки, необходимые для качественного сопоставления с результатами теоретического исследования механизма воздействия звукового поля на процессы массообмена.

По этой причине мы провели количественное исследование протекания массообмена в звуковом поле [77—80,82] на примере системы воздух — вода, причем газосодержание измерялось методом Винклера [63] и так называемым методом КОН [64].

На рис. 34 представлена схема экспериментальной установки для работы в диапазоне частот 80—1000 кГц. Проба дистиллированной воды находилась в резервуаре 1 под давлением  $P'_A$ , величина которого могла изменяться от 0,1 до 1 атм, в соответствии с требованиями эксперимента. Для этого объем, находящийся под колпаком 2, соединялся через тройник 3 с форвакуумным насосом, который откачивал реакционную колбу 9, а в случае необходимости создавал пониженное давление в объеме реакционного стакана 4. Из резервуара 1 определенный объем воды подавался в реакционную колбу 9, предварительно откачанную до давления  $P'_A$  (если измерения проводились при пониженном давлении), где измерялось начальное содержание воздуха в данной пробе. Одновременно заполнялся объем реакционного стакана 4. Излучатель 5 находился в термостатируемом кожухе 6 и от реакционного объема стакана отделялся звукопроницаемой пленкой 7. После заполнения стакана под давлением  $P'_A$ , верхняя часть его реакционного объема в случае необходимости поворотом крана 8 сообщалась с атмосферой. В качестве излучателей использовались пластины из титаната бария с собственной частотой 500 кГц и 1 МГц, а на частоте 80 кГц — магнитострикционный излучатель.

Жидкость озвучивалась на частотах 10, 15 и 22 кГц в акустической трубе (рис. 35). Нижняя часть установки, состоящая из излучателя 1 и бака 2, термостатировалась; через тонкую звукопроницаемую пленку 8, укрепленную на дне трубы 4 фланцем 5, резервуар сообщался с объемом трубы. По оси трубы перемещался гидрофон 6 при помощи координатного устройства 7. Для определения формы сигнала звукового давления использовался осциллограф, а для регистрации его величины — вольтметр и самописец уровня. Внутренний диаметр трубы был выбран с учетом условия распространения в трубе плоской звуковой волны

( $2R \leq 1,17 \lambda/2$ ) и составлял 40 мм. В качестве излучателей на частотах 15 и 22 кГц использовались металлические магнестрикционные преобразователи, а на частоте 10 кГц — преобразователь пакетного типа [83] на базе пьезокерамики.

Жидкость озвучивалась в режимах стоячей и бегущей волн. В первом случае перемещением в трубе гидрофона и изменением уровня жидкости добивались установления в трубе системы стоячих волн. Для создания поля бегущей волны свободная поверхность жидкости покрывалась слоем поглотителя.

В процессе исследования контролировались следующие параметры звукового поля: посредством бесконтактного виброметра амплитуда смещения излучающей поверхности (на частотах 10, 15, 22 и 80 кГц); звукоприемником волноводного типа [85] или обычными приемниками со сферическими и плоскими чувствительными элементами из керамики титаната бария [86] амплитуда звукового давления; на частотах 500 и 1000 кГц измерялось радиационное давление, причем последнее пересчитывалось на излучаемую акустическую мощность. При исследовании процесса выделения газа из жидкости проба воды определенного объема с известным начальным содержанием газа озвучивалась в соответствии с акустическими условиями в реакционном объеме стакана 4 (см. рис. 34) или в трубе 4 (см. рис. 35), а затем через тройник 3 поступала в реакционную колбу 9, где и измерялось содержание невыделившегося при озвучивании газа. Зная начальную концентрацию газа в жидкости  $C_0$  и концентрацию в момент времени  $t_1 - C_1$ , можно оценить количество газа, выделившегося за время  $t_1$  в виде разности  $|C_0 - C_1|$ . Озвучивая жидкость в течение различных промежутков времени  $t_2, t_3, t_4 \dots$  и  $t_i$ , можно найти соответствующие значения  $C_2, C_3, C_4 \dots$  и  $C_i$  и  $|C_0 - C_2|, |C_0 - C_3|, |C_0 - C_4| \dots$  и  $|C_0 - C_i|$ , т. е. получить экспериментальный закон изменения во времени концентрации газа в жидкости  $C_i(t)$  или количества выделившегося газа  $|C_0 - C_i|(t)$ .

На рис. 36 представлено семейство кривых, иллюстрирующих изменение концентрации воздуха в воде на частоте 1 МГц в стоячей волне при различных величинах объемной плотности энергии  $E$  ( $9 \cdot 10^{-6}, 7 \cdot 10^{-6}, 4 \cdot 10^{-6}, 3 \cdot 10^{-6}$  Вт·сек/см<sup>3</sup> соответственно 1—4). Как показывает ход кривых, концентрация газа в жидкости уменьшается в единицу времени в основном в начале процесса; уменьшение продолжается, все более замедляясь, до тех пор, пока концентрация не достигнет некоторого

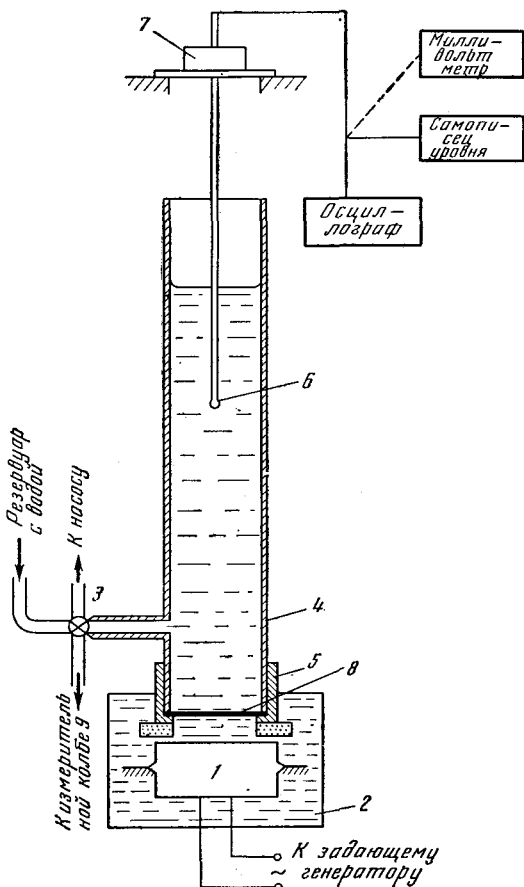


Рис. 35. Экспериментальная установка на частотах 10, 15 и 22 кГц

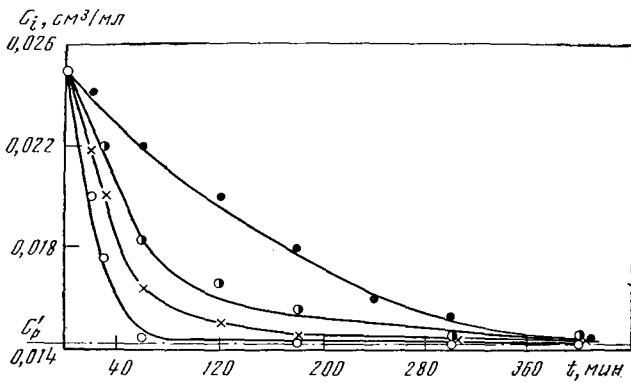


Рис. 36. Семейство кривых изменения концентрации воздуха в воде при его выделении на частоте 1 Мгц и различных величинах объемной плотности энергии

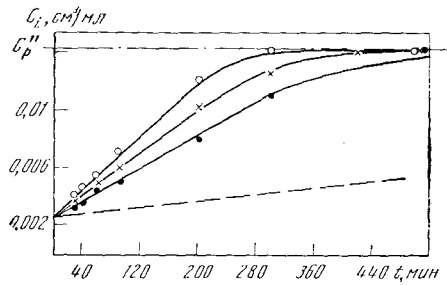
значения  $C'_p$ , аналогичного по своему смыслу величине равновесной концентрации в отсутствие звука  $C_p$ . Это соответствует состоянию «квазиравновесия», когда количество газа, выделяющегося из жидкости вследствие действия различных акустических механизмов, уравнивается его поступлением из газовой фазы через свободную поверхность жидкости. По аналогии со статическими условиями, назовем величину  $C'_p$  «квазиравновесной» концентрацией, а в качестве второй характеристики процесса массообмена возьмем коэффициент массообмена  $\beta_{ж}$ , величина которого пропорциональна скорости изменения концентрации газа. При дальнейшем рассмотрении влияния параметров звукового поля на ход процесса массообмена попытаемся проследить характер изменения величин  $C'_p$  и  $dC_i/dt$ . Заметим, однако, что для процесса выделения газа из жидкости значение  $\beta_{ж}$  складывается из диффузионных коэффициентов газопереноса на свободной поверхности жидкости  $k'_{ж}$ , у поверхности пузырька  $\alpha_{ж}$ , а также коэффициента массообмена  $\gamma_{ж}$ , характеризующего выделение из жидкости свободного газа. По аналогии с массообменом в отсутствие звука изменение концентрации газа в звуковом поле можно описать эмпирическим уравнением вида

$$C_i = C'_p + (C_0 - C'_p) e^{-\beta_{ж} t} \quad (110)$$

с коэффициентом  $\beta_{ж} = A(E - E_0)^n$ , где  $A$  и  $n$  — коэффициенты, значение которых определяется акустическими условиями. Величина  $E_0$  — минимальное значение объемной плотности энергии  $E$ , при которой с помощью выбранной методики измерения содержания газа еще наблюдалась дегазация. Кривые кинетики дегазации, аналогичные представленным на рис. 36, были получены на частотах 15, 22, 80 и 500 кгц и, ввиду их полного подобия, не приводятся. Полученные результаты окажутся полезными при рассмотрении частотной зависимости дегазации. Следует отметить, что сопоставление данных о кинетике дегазации в поле бегущей и стоячей звуковых волн не обнаруживает существенного различия в величинах концентрации газа (табл. 12), т. е. ход процесса не зависит от формы звукового поля.

При исследовании кинетики растворения газа в жидкости, проводившейся на установке, показанной на рис. 34, проба дистиллированной воды в резервуаре 1 подвергалась обработке понижением давления под колпаком 2 до величины  $P'_A$ , а после достижения определенного пониженного содержания воздуха поступала через тройник 3 в реакционный объем стакана 4, давление в котором предварительно было понижено до  $P'_A$ . Верхняя часть стакана после его заполнения поворотом крана 8 сообщалась с атмосферой, одновременно включался излучатель. Так как начальная концентрация воздуха в воде была меньше ее равновесной вели-

Рис. 37. Семейство кривых изменения концентрации воздуха в воде при его поглощении на частоте 1 Мгц и различных величинах плотности энергии



чины при  $P_0=1 \text{ атм}$ , происходило растворение газа через свободную поверхность жидкости. Этот процесс протекал как в отсутствие звука, так и в звуковом поле. Сопоставляя полученные кривые кинетики поглощения газа жидкостью, оценим степень влияния звука на этот процесс.

Т а б л и ц а 12

Дегазация жидкостей в поле бегущей и стоячей волн

$U, \text{ в}$	$C_i, \text{ см}^3/\text{л}$	
	в стоячей волне	в бегущей волне
15	0,023	0,024
30	0,0175	0,02
50	0,016	0,015
80	0,015	0,015

Примечание: Частота 15 кгц, время озвучивания 30 мин.

На рис. 37 приведено семейство кривых изменения концентрации воздуха в воде при его поглощении в звуковом поле на частоте 1 Мгц для объемной плотности энергии  $E=9 \cdot 10^{-6}$ ,  $7 \cdot 10^{-6}$ ,  $3 \cdot 10^{-6} \text{ вт} \cdot \text{сек}/\text{см}^2$  (соответственно кривые 1—3). Пунктирная кривая характеризует ход процесса абсорбции в отсутствие звука. Ход кривых показывает, что поглощение газа продолжается до тех пор, пока не достигается состояние с определенной концентрацией газа, которую мы, как и в случае дегазации, назовем *квазиравновесной* и обозначим  $C_p''$ . По мере приближения к квазиравновесному состоянию скорость поглощения газа спадает. Как и при рассмотрении кинетики выделения газа из жидкости, введем коэффициент массообмена  $\beta_{\text{ж}}''$ . Однако при абсорбции он учитывает главным образом газоперенос через свободную поверхность жидкости, и, следовательно  $\beta_{\text{ж}}''=k_{\text{ж}}''$  (дело в том, что стабильные пузырьки в недонасыщенной жидкости вдали от квазиравновесного состояния, по-видимому, не принимают участия в массообмене). Сопоставление кривых кинетики поглощения газа в отсутствие звука и в звуковом поле показывает, что звуковые колебания действуют двояким образом: с одной стороны, увеличивается скорость растворения газа, а следовательно, повышается коэффициент газопереноса  $k_{\text{ж}}'$ , с другой, — величина максимально достижимой в звуковом поле концентрации, соответствующей квазиравновесному состоянию, оказывается меньше ее значения  $C_p$ , отвечающего состоянию динамического равновесия (на рис. 37 штрих-пунктирная линия).

### § 3. Влияние акустической мощности и частоты колебаний на скорость массообмена

При рассмотрении кинетики массообмена в качестве одной из основных характеристик процесса была выбрана скорость изменения концентрации газа в жидкости. Мы рассмотрим здесь вопросы влияния параметров звукового поля на скорость процесса массообмена. Заметим, что, поскольку скорость массообмена (о чем свидетельствуют кривые кинетики), имеет наибольшее значение в начале процесса и с течением времени уменьшается, правильное представление о зависимости скорости массообмена от акустических факторов можно составить только при рассмотрении начальной стадии процесса. Вызвано это тем, что вдали от состояния равновесия результаты действия процесса противоположного направления еще не ощутимы.

Когда рассматривается влияние акустической мощности на скорость массообмена прежде всего встает вопрос о пороговой для начала процесса величине, характеризующей звуковое поле, — давлении, интенсивности, объемной плотности энергии и т. п. В этом отношении в известных нам работах имеется некоторая путаница. Дело в том, что ряд авторов [70, 87, 88] рассматривает явление вынужденного выделения газа из жидкости в прямой связи с процессом кавитации, и в соответствии с этим предлагает считать порог кавитации одновременно и порогом дегазации жидкостей. В работе [89] даже приведены кривые зависимости пороговой амплитуды звукового давления  $P_A$ , при которой в дистиллированной воде наблюдалось образование маленьких газовых пузырьков. Однако, судя по описанным в той же работе химическим эффектам, сопровождавшим появление пузырьков, как и в работе [87], речь идет о кавитационном пороге. В работе [77] концентрация газа изменялась только при превышении некоторой величины  $W_0$  акустической мощности. Однако обусловлено это разрешающей способностью методики измерения газосодержания, так как визуально выделение газовых пузырьков происходило и при значительно меньших, чем  $W_0$ , величинах акустической мощности. Поскольку в перенасыщенной жидкости выделение растворенного газа в колеблющиеся пузырьки происходит при любой амплитуде звукового давления, понятие о пороге дегазации здесь неприменимо. Если же речь идет о жидкости в недонасыщенном состоянии, то, как указывалось в гл. 2, для каждого пузырька существует критическая величина звукового давления  $P_{Aкр}$ , зависящего от относительной концентрации  $C_0/C_p$ , при которой растворенный газ поступает в пузырек. Поскольку при данной частоте звука минимальным значением  $P_{Aкр}$  обладают пузырьки резонансного размера, она является одновременно и порогом дегазации. Следует заметить, что с повышением частоты колебаний, как показывают расчеты, значение  $P_{Aкр}$  также увеличивается (см. рис. 20, стр. 280,  $C_0/C_p = 0,8$ ,  $R = R_{рез}$ ).

С ростом вводимой в жидкость акустической мощности скорость выделения газа увеличивается. Об этом свидетельствуют данные многих авторов [70, 73, 74, 77, 78, 80]. Однако эти результаты из-за отсутствия сведений об абсолютных величинах, характеризующих звуковое поле, истинного представления о ходе зависимости дать не могут. Из кривых кинетики выделения воздуха из воды при различных величинах объемной плотности энергии, представленных на рис. 36, получаем интересующую нас зависимость. На рис. 38 приведен график этой зависимости, соответствующий частоте 1 Мгц. С увеличением плотности энергии скорость изменения концентрации газа при его выделении растет приблизительно по линейному закону, причем при  $E = E_0$  скорость массообмена равна нулю. Однако это значение  $E_0$  не может трактоваться как порог для начала дегазации, ибо оно обусловлено определенной «разрешающей»

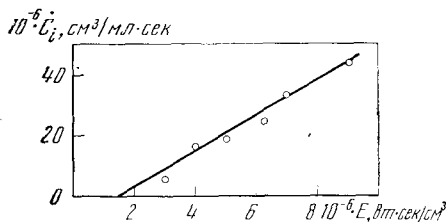


Рис. 38. Зависимость скорости изменения концентрации газа в жидкости при его выделении от объемной плотности энергии на частоте 1 Мгц

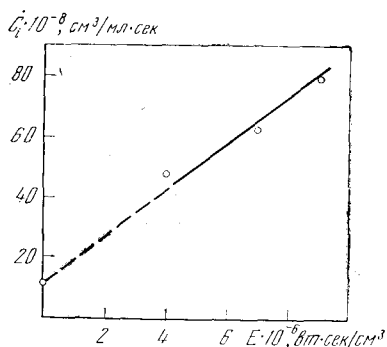


Рис. 39. Зависимость скорости изменения концентрации газа в жидкости при его поглощении от объемной плотности энергии на частоте 1 Мгц

способностью использованного метода измерения содержания газа. Визуальные наблюдения свидетельствуют о том, что выделение газа начинается при  $E < E_0$ .

График зависимости скорости изменения концентрации газа при его растворении от объемной плотности энергии  $E$  представлен на рис. 39. Как видно, по мере уменьшения энергии звуковых колебаний скорость растворения газа также спадает, а при  $E=0$  достигает значения, соответствующего скорости самопроизвольного (без звука) растворения воздуха в воде. Наблюдаемое увеличение скорости растворения газов в звуковом поле не может быть вызвано локальным повышением температуры (что привело бы к увеличению коэффициента диффузии), так как объем жидкости термостатировался. По-видимому, его следует отнести за счет уменьшения толщины диффузионного слоя в результате обтекания свободной поверхности жидкости акустическими потоками.

Наиболее интересно, но и наиболее трудно рассмотреть частотную зависимость скорости процессов массообмена в звуковом поле. Интересна эта зависимость потому, что, с одной стороны, способствует выяснению механизма явления, а с другой, — позволяет указать диапазон оптимальных частот, что целесообразно с точки зрения практического применения.

Трудности же решения этого вопроса заключаются в выборе правильного критерия, характеризующего звуковое поле, и точной оценке его абсолютного значения в широком диапазоне частот. По-видимому, наиболее «чистым» критерием была бы плотность звуковой энергии, так как она существует и в бегущей, и в стоячей волне. Но при расчете этой величины нужно учитывать возможные изменения скорости звука (так как  $E=I/c_{з}$ ), связанные с наличием сжимаемых пузырьков.

Литературные данные [72—75] о частотной зависимости скорости выделения газа весьма противоречивы. Так, в работе [72] отмечается, что оптимальная частота дегазации составляет 35 кгц, что, по мнению автора, соответствует резонансной частоте наиболее часто встречающихся в воде пузырьков ( $R_0=0,01$  см). При дегазации ряда вязких сред (масло, глицерин, раствор сахара) на частотах 40 и 500 кгц существенной разницы в скорости процесса не замечено [73, 74]. Точно так же дегазация расплава оптического стекла проходила одинаково успешно на частотах 20 и 200 кгц [90, 91]. В то же время, по данным работы [75], с увеличением частоты колебаний растет мощность, необходимая для выделения одного и того же количества газа.

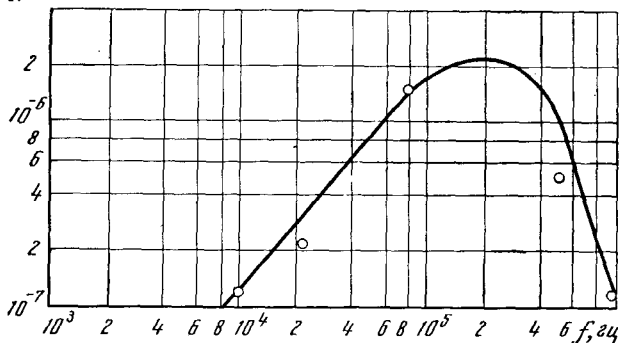
$\dot{C}_i, \text{см}^3/\text{мл}\cdot\text{сек}$ 

Рис. 40. Зависимость скорости дегазации от частоты колебаний при амплитуде звукового давления 0,1 атм

Проведенные эксперименты по исследованию кинетики дегазации в диапазоне частот 100 кГц—1 МГц позволяют составить представление о характере зависимости скорости дегазации от частоты. На рис. 40 даны экспериментальные величины скорости изменения концентрации воздуха в воде на частотах 10, 22, 80, 500 и 1000 кГц. При амплитуде звукового давления 0,1 атм эта зависимость аппроксимируется функцией

$$\Psi(f) = 2,3 \cdot 10^{-13} f^{1,43} e^{-6,65 \cdot 10^{-6} f}. \quad (111)$$

Функция  $\Psi$  имеет максимум при  $f \approx 200$  кГц, а при  $f$ , стремящемся к нулю и бесконечности, спадает до нуля.

#### § 4. Зависимость скорости массообмена от статического давления и температуры

В статических условиях понижение парциального давления газа над жидкостью приводит к уменьшению величины равновесной концентрации, чем способствует выделению газа, но препятствует его поглощению. Так как разность равновесной концентрации и той, которая имеется в жидкости в данный момент, представляет собой движущую силу процесса и, наряду с коэффициентом массообмена, определяет его скорость, можно ожидать, что понижение статического давления приведет к изменению скорости массообмена. Имеющиеся в литературе сведения указывают на то, что действие ультразвуковых колебаний в сочетании с понижением давления значительно ускоряет массообмен (например, при дегазации расплавов металлов [104]). Однако каких-либо количественных оценок, позволяющих установить изменение эффективности воздействия звука при различных величинах статического давления, нет.

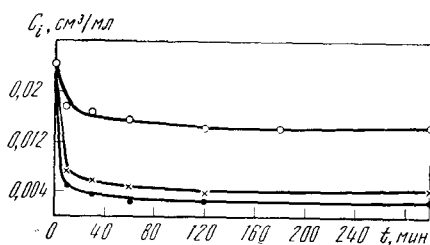


Рис. 41. Кривые кинетики при выделении воздуха из воды на частоте 1 МГц и различных значениях статического давления

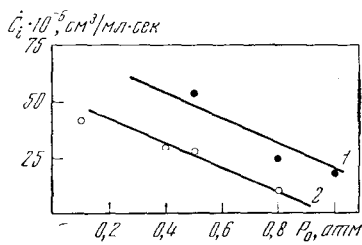


Рис. 42. Зависимости скорости изменения газа от статического давления в звуковом поле (1) и без звука (2)



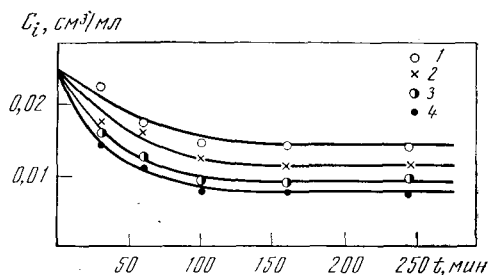
В этой связи мы исследовали влияние отрицательного статического давления на скорость массообмена в отсутствие звука и в звуковом поле на примере процесса выделения газа из жидкости. Использованная установка показана на рис. 34 (стр. 300). Свободная от жидкости часть реакционного объема стакана 4, наполненная пробой воды, сообщалась с форвакуумным насосом, который позволяет получить нужную степень разрежения. Величины статического давления в эксперименте составляли 0,5; 0,8 и 1 атм. Кривые кинетики для процесса выделения воздуха из воды на частоте 1 Мгц при указанных величинах статического давления (обозначения 1—3) приведены на рис. 41 (плотность энергии  $E=5 \cdot 10^{-6}$  вт·сек/см<sup>3</sup>).

Чтобы оценить эффективность воздействия звука при различных величинах статического давления, сопоставим скорость изменения концентрации в звуковом поле, определяемую начальными участками кривых кинетики, при различных значениях статического давления с ее значениями в отсутствие звука. Соответствующие кривые 1 и 2 представлены на рис. 42. Хотя абсолютное значение скорости процесса в звуковом поле выше, чем без звука (при равных величинах статического давления), относительное ее изменение за счет воздействия звука постоянно и в условиях данного эксперимента приблизительно равно 2.

Изменение температуры, как известно, существенным образом влияет на ход процесса массообмена; в первую очередь изменяется коэффициент диффузии — с повышением температуры он увеличивается, и процесс массообмена ускоряется. Кроме того, рост температуры приводит к уменьшению растворимости газа, что способствует выделению, но препятствует поглощению его жидкостью.

Рис. 43. Семейство кривых изменения концентрации воздуха в воде при его выделении от времени

1 — для температуры 28° С; 2 — 40° С; 3 — 50° С; 4 — 60° С



Кинетика массообмена при различных температурах жидкости в звуковом поле рассматривалась нами на примере системы воздух—вода на частоте 22 кгц в интервале температур 28—60° С при  $I=0,1$  вт/см<sup>2</sup> и статическом давлении 1 атм.

Соответствующее семейство кривых, иллюстрирующих изменение концентрации воздуха в воде при различных температурах, приведено на рис. 43. По начальным участкам кривых кинетики оценивалась скорость изменения концентрации при данной температуре. С повышением температуры скорость изменения концентрации газа в жидкости увеличивается.

## § 5. Сопоставление действия звукового поля при выделении газа и его растворении

Проведенное рассмотрение кинетики процесса массообмена в звуковом поле при выделении газа из жидкости или его растворении позволяет выявить общие закономерности воздействия звуковых колебаний.

На рис. 44 приведены кривые кинетики выделения газа из жидкости и его поглощения (соответствующие экспериментальные точки отмечены

кружками и точками) в звуковом поле на частоте 1 Мгц при плотности энергии  $E=5 \cdot 10^{-6}$  вт·сек/см<sup>3</sup>. Как видно, уменьшение (при выделении) и увеличение (при поглощении) концентрации газа в жидкости продолжается до тех пор, пока в каждом из процессов не будет достигнуто состояние «квазиравновесия». Соответствующие ему концентрации  $C'_p$  и  $C''_p$  одинаковы и всегда меньше равновесной концентрации  $C_p$  при той же температуре и статическом давлении, но в отсутствие звука. Сопоставление хода кривых показывает, что при равных величинах плотности энергии скорости массообмена при выделении и поглощении газа различны. Этот факт хорошо иллюстрируют кривые 1 и 2 изменения скорости массообмена во времени при выделении газа и при его поглощении (рис. 45, частота 1 Мгц,  $E=5 \cdot 10^{-6}$  вт·сек/см<sup>3</sup>). Как видно, выделение газа происходит с большей скоростью, чем его растворение, поэтому при выделении быстрее достигается «квазиравновесное» состояние. Наблюдаемое превышение скорости выделения газа над его растворением обусловлено различными аспектами действия звукового поля. При растворении звуковые колебания влияют главным образом на массообмен через свободную поверхность жидкости; они приводят к уменьшению толщины диффузионного слоя и увеличению коэффициента газопереноса, тогда как при выделении газа большее значение имеют процессы массообмена на границе раздела пузырек—жидкость и последующее выделение из жидкости пузырьков, выросших за счет поступления в них растворенного газа. Как следует из приведенных кривых, величина «квазиравновесной» концентрации не зависит от направления процесса.

Исследования массообмена в жидкости с различным начальным содержанием газа показали, что направление процесса зависит от соотношения между начальной концентрацией газа и ее «квазиравновесным» значением для данного статического давления и температуры.

На рис. 46 представлено семейство кривых, изображающих количество выделившегося или растворившегося газа  $\Delta C$  (соответственно сплошные и пунктирные линии) в жидкости с различным начальным содержанием газа  $C_0$  при частоте 22 кгц и амплитуде звукового давления 0,5 атм. Обозначения 1—5 отвечают различным условиям хода процесса при 22, 28, 40, 50 и 60° С соответственно. Точка пересечения изотермы массообмена с осью величин концентраций определяет некоторую критическую

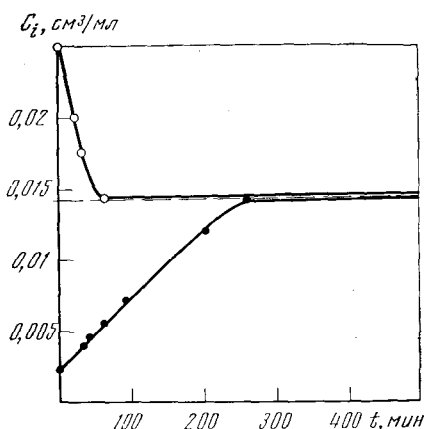


Рис. 44. Сравнение кривых кинетики выделения газа из жидкости и его поглощения при частоте колебаний 1 Мгц и плотности энергии  $5 \cdot 10^{-6}$  вт·сек/см<sup>3</sup> (кривые 1 и 2)

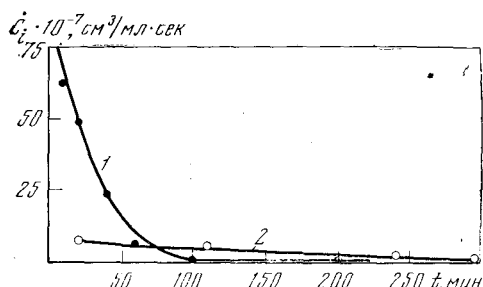


Рис. 45. Сравнение зависимостей скорости выделения и поглощения газа от времени при частоте колебаний 1 Мгц и плотности энергии  $5 \cdot 10^{-6}$  вт·сек/см<sup>3</sup> (кривые 1 и 2)

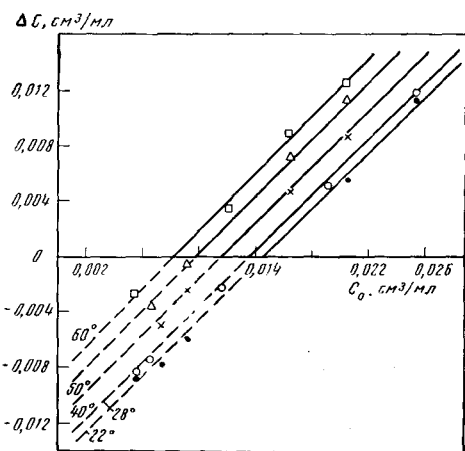
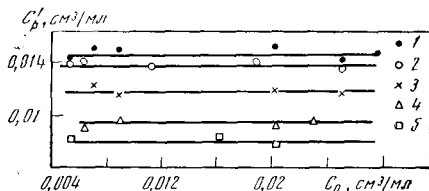


Рис. 46. Зависимость количества выделившегося (сплошные линии) или поглощенного газа (пунктир) от начальной концентрации при различных температурах на частоте 1 Мгц

Рис. 47. Зависимость «квазиравновесной» концентрации от начального содержания газа в жидкости



в отношении направления процесса концентрацию  $C_k$ . Нетрудно видеть, что при  $C_0 > C_k$  воздействие звука приводит к выделению газа; если же  $C_0 < C_k$ , то процесс идет в обратном направлении, и концентрация газа в жидкости растет. Величина  $C_k$  зависит от температуры жидкости и с ростом последней понижается. Сопоставление  $C_k$  при данной температуре с величинами «квазиравновесной» концентрации, достигаемой в звуковом поле  $C'_p$  и  $C''_p$  при той же температуре, убеждает нас в эквивалентности указанных величин.

На рис. 47 сплошными линиями изображены значения  $C'_p$  при статическом давлении 1 атм для температур 22, 28, 40, 50 и 60° С, следующие из кривых кинетики при соответствующих температурах (см. рис. 43). Величины  $C_k$  по данным рис. 46 изображены точками (1—5 отвечают температурам 22, 28, 40, 50 и 60° С) и располагаются вблизи соответствующей данной температуре изотермы  $C'_p$ .

Таким образом, в рассмотренном интервале температур направление процесса массообмена определяется соотношением между  $C_0$ ,  $C'_p$  и  $C''_p$ . При  $(C_0 - C'_p) > 0$  происходит выделение газа из жидкости, при  $(C_0 - C'_p) < 0$  — его поглощение. Действие звуковых колебаний ускоряет указанные процессы и не влияет на их направление, причем при дегазации эффективность действия звука выше, чем при аэрации. Однако, независимо от направления процесса, воздействие звуковых колебаний приводит к установлению «квазиравновесного» состояния, которому соответствует постоянное значение концентрации газа  $C'_p = C''_p$  (при данной температуре и статическом давлении).

## § 6. Квазиравновесная концентрация

Подобно тому как в нормальных условиях равновесная концентрация определяет состояние динамического равновесия, когда число испаряющихся и конденсирующихся молекул одинаково, «квазиравновесная» концентрация характеризует аналогичное состояние при массообмене в звуковом поле. Правда, здесь речь идет о взаимодействии различных по своей природе процессов: диффузионных эффектов, коалесценции, выделения пузырьков из жидкости. В этой связи пока невозможно оценить численно величины «квазиравновесной» концентрации, достигаемой в тех или иных физических условиях, однако по имеющимся экспериментальным данным можно установить, какие факторы ее определяют.

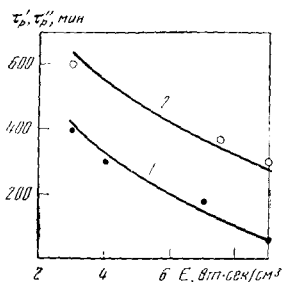


Рис. 48. Зависимость времени установления «квазиравновесного» состояния от плотности энергии при выделении и поглощении газа

Об абсолютной величине этой концентрации существуют различные суждения. Так, в экспериментах Линдштрёма [70] в воде, насыщенной кислородом при температуре  $30^\circ\text{C}$  и частоте  $800\text{ кГц}$ , она составляла 42% величины, равновесной для данной температуры и статического давления, и не зависела от акустической мощности. По данным Эскина [104], содержание водорода в алюминиевом расплаве АЛ-9 после озвучивания на частоте около  $20\text{ кГц}$  достигало 50% от растворимости водорода. В работах [12] при частоте  $400\text{ кГц}$  в воде, насыщенной кислородом и азотом, минимальное остаточное содержание газа не превышало 50–60% объема газа, поглощаемого в обычных условиях. Таким образом, данные о величине квазиравновесной концентрации неоднозначны, что, с одной стороны, может быть обусловлено различной методикой измерения газосодержания, а с другой — неоднозначностью акустических условий протекания процесса.

Рассмотрение приведенных кривых кинетики выделения газа из жидкости и его растворения позволяет установить характер зависимости квазиравновесной концентрации от акустических параметров. В частности, из кривых кинетики массообмена при различных величинах плотности энергии следует, что в рассмотренном диапазоне значений  $E$  как при растворении газа, так и при его поглощении величина «квазиравновесной» концентрации  $C_p'$  или  $C_p''$  не зависит от плотности энергии (что согласуется с данными Линдштрёма). Величина последней влияет только на время установления «квазиравновесного» состояния.

На рис. 48 кривые 1 и 2 определяют значения  $\tau_p'$  и  $\tau_p''$  — время установления квазиравновесного состояния при выделении и поглощении газа для ряда значений  $E$  на частоте  $1\text{ МГц}$ . Как видно, с ростом  $E$  это время в обоих случаях уменьшается, однако в процессе аэрации оно выше; это связано с тем, что растворение газа происходит медленнее, чем его выделение.

По данным о кинетике массообмена на различных частотах можно установить характер зависимости величины «квазиравновесной» концентрации от частоты звука.

Т а б л и ц а 13

Зависимость величины квазиравновесной концентрации и времени ее установления от частоты звука

$f, \text{кГц}$	$C_p', \text{см}^3/\text{мл}$	$\tau_p', \text{мин}$
10	0,0138	—
22	0,0145	580
80	0,014	—
500	0,0135	—
1000	0,0142	250

В табл. 13 приведены экспериментальные значения  $C'_p$  для частот 10, 22, 80, 500 и 1000 *кГц*. В рассмотренном интервале частот  $C'_p$  от частоты не зависит [80]. Однако время установления  $\tau'_p$  при равных величинах плотности энергии  $E$  с повышением частоты увеличивается.

Приведенные экспериментальные результаты достаточно убедительно показывают, что в звуковом поле, независимо от частоты колебаний и плотности энергии, через определенный промежуток времени, зависящий от частоты и энергии, устанавливается одно и то же значение «квазиравновесной» концентрации.

Из экспериментов, проводившихся при различных температурах, следует, что чем выше температура жидкости, тем ниже значение квазиравновесной концентрации, устанавливающейся под действием звука. На рис. 49 показаны кривая температурной зависимости растворимости воздуха в воде, приведенной к  $0^\circ\text{C}$  и давлению 1 *атм* (сплошная линия), при нормальных условиях [71], и полученные в эксперименте [82] величины квазиравновесных концентраций (также приведенных к  $0^\circ\text{C}$ ) (треугольник — частота 1 *МГц*, кружок — частота 22 *кГц*). Сопоставляя построенную по экспериментальным данным пунктирную кривую с кривой растворимости, можно оценить изменение растворимости воздуха в воде в звуковом поле. Удобно ввести безразмерный параметр  $\gamma = (C_p - C'_p)/C_p$ , выражающий относительное изменение растворимости при воздействии звука. Как показывают представленные ниже данные, величина параметра  $\gamma$  в рассмотренном интервале температур  $20-60^\circ$  в пределах ошибки эксперимента не зависит от температуры и составляет около 30% величины равновесной концентрации при статическом давлении 1 *атм* (величина, соответствующая условиям эксперимента):

Температура, $^\circ\text{C}$	22	28	40	50	60
$\gamma$ , %	28	32	25	32	29

Понижение статического давления при одновременном озвучивании жидкости вызывает существенное изменение величины  $C'_p$  [82]. Каждому значению статического давления соответствует определенная квазиравновесная концентрация. Сопоставляя экспериментальные значения квазиравновесной концентрации в звуковом поле с величинами, соответствующими нормальным условиям  $C_p$  при том же статическом давлении, можно оценить вызванное действием звука изменение средней величины растворимости воздуха в воде при различных величинах статического давления. Зависимость параметра  $\gamma$  от статического давления, приведенная на рис. 50, показывает, что при снижении статического давления относительное изменение растворимости газов в жидкости вследствие действия звука повышается.

Из приведенных данных следует, что величина квазиравновесной концентрации, устанавливающаяся в звуковом поле, не зависит от направления процесса. Соотношение между начальной концентрацией  $C_0$  и значением  $C'_p$  или  $C_p$  определяет лишь путь, по которому достигается квазиравновесное состояние: от перенасыщения к насыщению или от недо-насыщения к насыщению.

Рассмотрим причины, вызывающие уменьшение растворимости газов в звуковом поле, а также факторы, ограничивающие этот эффект и обуславливающие установление квазиравновесного состояния. Единственное и, на наш взгляд, малоубедительное объяснение предложено Линдштрёмом [70], который исходил из представлений о кавитационной природе процесса дегазации. Образующиеся в звуковом поле кавитационные полости и присутствующие в жидкости газовые пузырьки, контактируя с жидкостью, определяют значение мгновенной растворимости в ней газа. По предположению Линдштрёма, поверхность кавитационных полостей в полупериод расширения превышает поверхность стабильных пузырьков,

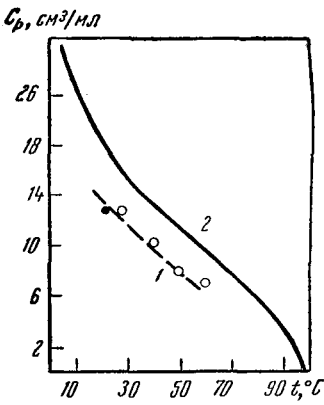


Рис. 49. Зависимость от температуры равновесной концентрации воздуха в воде при статическом давлении 1 атм

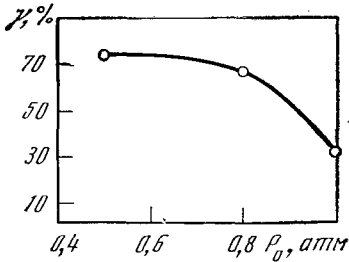


Рис. 50. Зависимость относительного изменения растворимости в звуковом поле от статического давления

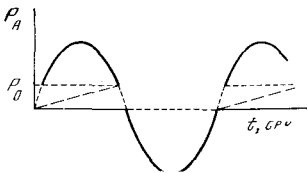


Рис. 51. Кривая Линдштрёма

не сопровождается, в жидкости находятся только обычные газовые пузыри. Следуя Линдштрёму, будем говорить лишь о тех из них, которых большинство, т. е. о нерезонансных. Такие пузырьки колеблются с очень малыми амплитудами, так что в полупериод расширения, как и в полупериод сжатия, давление в них приблизительно равно атмосферному и никакого изменения растворимости от полупериода к полупериоду происходить не должно. Однако приведенные данные о величинах квазиравновесной концентрации показывают, что в действительности растворимость изменяется. По-видимому, в основе этого явления лежит иная совокупность факторов.

При рассмотрении процессов массообмена мы условились представлять себе жидкость как разбавленный раствор, в котором равномерно диспергирована газообразная фаза (пузырьки). Согласно такой модели системы, газоперенос происходит как на свободной поверхности жидкости, так и на поверхности пузырьков. При рассмотрении поглощения газа

а давление в них равно нулю, так что мгновенная растворимость газа в жидкости также принимает нулевое значение. В полупериод сжатия, когда кавитационные полости захлопнулись, жидкость соприкасается только с пузырьками различной величины; некоторые из них резонансные и обладают значительной амплитудой колебаний, другие же (а их большинство) далеки от резонанса и почти не колеблются, так что давление в них приблизительно равно атмосферному и, следовательно, мгновенное значение растворимости равно концентрации насыщения при данном атмосферном давлении. Исходя из таких представлений, Линдштрём построил кривую средней величины мгновенной растворимости (кривая, отмеченная точками на рис. 51) и аппроксимировал ее соотношением

$$C_M = \frac{C_A}{2} + \frac{1}{\pi} [C_A (\sin C_A / C_0)^{-1} - C_0 + \sqrt{C_0^2 - C_A^2}], \quad (112)$$

где  $C_A$  — растворимость газа в жидкости при атмосферном давлении;  $C_0$  — растворимость при давлении звуковой волны. На рис. 51 величина мгновенной растворимости изменяется весьма незначительно — от 53 до 51 %.

Следуя гипотезе Линдштрёма, Эскин считает, что растворимость не может мгновенно достигнуть величины, соответствующей нормальному атмосферному, она приблизится к этому значению только к концу полупериода сжатия (показано пунктирной линией). Однако гипотеза Линдштрёма теряет смысл, если вспомнить, что кавитация и дегазация — два независимых друг от друга явления. В самом деле, если интенсивность звука невелика и дегазация кавитацией

мы предполагали, что вдали от квазиравновесного состояния на баланс растворенного газа влияет главным образом массообмен через свободную поверхность жидкости, а имеющиеся в ней пузырьки по причине своей стабильности активного участия в массообмене не принимают. В этой связи этот процесс менее интересен и характерен с точки зрения изучения причин уменьшения растворимости. При выделении газа в игру вступают и пузырьки, так что наблюдаемое в эксперименте значение  $C'_p$  обусловлено массообменом как на свободной поверхности жидкости, так и на поверхности пузырьков. Сколь существенное влияние на величину  $C'_p$  оказывают процессы на поверхности жидкого слоя, можно оценить из представленных на рис. 52 кривых изменения концентрации воздуха в воде во времени при постоянной амплитуде звукового давления, но различных величинах поверхности жидкого слоя  $\Sigma$  ( $\Sigma_1=110 \text{ см}^2$  и  $\Sigma_2=3 \text{ см}^2$ , соответственно сплошная и пунктирные линии). Как видно, весьма значительное изменение величины свободной поверхности оказывает влияние только на время, в течение которого в жидкости устанавливается концентрация  $C'_p$ , а не на ее величину. По-видимому, за понижение концентрации ответственны главным образом явления массообмена на границе раздела пузырек—жидкость.

Совершая колебания в звуковом поле, пузырьки извлекают растворенный в жидкости газ. В соответствии с величиной критического звукового давления  $P_{A_{кр}}$ , присущей пузырьку данного радиуса, при которой средний диффузионный поток газа на пузырек имеет нулевое значение, все имеющиеся в жидкости пузырьки можно условно разбить на три группы:  $P_{A_{кр}}$ , превышающая амплитуду звукового давления в волне  $P_A$ ;  $P_{A_{кр}} = P_A$  и  $P_{A_{кр}}$ , меньшая  $P_A$  (см. рис. 15).

Случай равенства амплитуды звукового давления величине  $P_{A_{кр}}$  отвечает стабильным газовым пузырькам, находящимся в диффузионном равновесии. Для пузырьков, у которых  $P_{A_{кр}} > P_A$ , диффузионное равновесие достигается по линии растворения, причем пузырек дорезонансного размера оно должно привести к полному исчезновению (этого, однако, не происходит по еще пока непонятным причинам), а когда радиус пузырька превышает его резонансное значение, — к достижению пузырьком стабильного состояния, которому соответствует условие  $P_{A_{кр}} < P_A$ . Таким образом, наше рассмотрение сводится к пузырькам третьей группы, для которых  $P_{A_{кр}} < P_A$ . Здесь имеет смысл выделить пузырьки дорезонансного, резонансного и послерезонансного радиуса.

Наименьшим значением  $P_{A_{кр}}$  обладает резонансный пузырек, поэтому в процессе роста пузырька с  $R_0 < R_{рез}$  его значение  $P_{A_{кр}}$  сначала уменьшается, а затем после того, как он достиг резонансного размера, увеличивается вновь. Так продолжается до тех пор, пока пузырек не вырастет до значения  $R_{ст}$ , когда  $P_{A_{кр}}$  окажется равным  $P_A$  и пузырек перейдет в состояние диффузионного равновесия. При увеличении пузырька резонансного радиуса соответствующее ему значение  $P_{A_{кр}}$  возрастает от минимальной величины до значения, соответствующего  $P_{A_{кр}}$ , при котором он окажется в состоянии диффузионного равновесия. У пузырька с радиусом, превышающим резонансный, значение  $P_{A_{кр}}$  также увеличивается, пока не

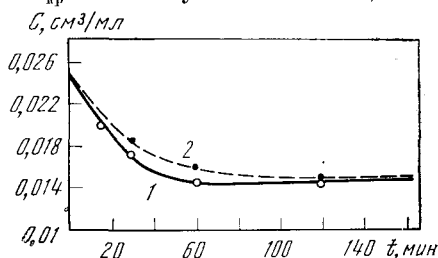


Рис. 52. Изменение концентрации воздуха в воде во времени при различных величинах поверхности жидкого слоя  
1 — 110 см<sup>2</sup>; 2 — 3 см<sup>2</sup>

достигнет амплитуды звукового давления в волне. Извлечение растворенного в жидкости газа, по-видимому, продолжается до тех пор, пока все работающие пузырьки не придут к состоянию диффузионного равновесия, т. е. достигнут стабильного значения радиуса. В этом состоянии количество газа, поступающего в пузырек и выделяющегося из него в жидкость, выравнивается и изменения концентрации газа не происходит. Однако, в соответствии с представленными на рис. 20 и 21 кривыми изменения величины критического звукового давления с относительной концентрацией  $C_0/C_p$  пузырьки с различными начальными радиусами «работают» до определенных значений относительной концентрации. Так как указанные кривые изменения критического звукового давления  $P_{A_{кр}}$  с величиной радиуса пузырька и относительной концентрацией не отражают в полной мере всей сложной картины установления диффузионного равновесия (они справедливы для фиксированного момента времени и с изменением радиуса пузырька смещаются), дать точную количественную оценку величины «квазиравновесной» концентрации не представляется возможным. Разбивая все имеющиеся в жидкости пузырьки на  $m$  групп и считая, что каждая  $i$ -я группа снижает относительную концентрацию до значения  $(C_0/C_p)_i$ , можно, по-видимому, при помощи соотношения

$$\frac{\bar{C}_0}{C_p} = \frac{\sum_{i=1}^m \left(\frac{C_0}{C_p}\right)_i}{m} \quad (113)$$

приближенно оценить среднее значение относительной концентрации газа в жидкости.

## Глава 5

### КИНЕТИКА ПРОЦЕССА МАССООБМЕНА ПРИ НАЛИЧИИ КАВИТАЦИИ

Существующие в настоящее время гипотезы взаимосвязи процессов дегазации и кавитации весьма противоречивы. Некоторые авторы [70, 88] считают, что дегазация жидкости возможна только при наличии кавитации, после образования парогазовых полостей, которые, увеличиваясь в размерах из-за диффузии и коалесценции, покидают жидкость. По мнению других [72], дегазация с кавитацией не связана, а определяется диффузией газа в пульсирующие пузырьки, уже существующие в жидкости, и последующей их коалесценцией. Чтобы ответить на этот вопрос однозначно, нужно сопоставить кинетику процесса дегазации при низких интенсивностях звука, когда кавитация заведомо отсутствует, и при наличии кавитации. В этой связи определенный интерес представляет сообщение [93] о существовании оптимальной для дегазации области интенсивностей, в пределах которой скорость изменения концентрации газа наибольшая. Эта область со стороны меньших значений интенсивности ограничена величиной кавитационного порога. Совпадающее с возникновением кавитации увеличение скорости массообмена авторы приписывают действию двух факторов: 1) увеличению числа пузырьков-зародышей, происходящему в результате образования и отделения микропузырьков с поверхности пузырьков благодаря возбуждению поверхностных мод колебаний большой амплитуды; 2) повышению диффузионного потока газа на пузырек вслед-



ствии увеличения поверхности раздела фаз при колебаниях пузырьков на высших модах. Что касается уменьшения скорости массообмена при дальнейшем увеличении интенсивности звука, то никаких объяснений не предлагается. Следует также заметить, что вся работа [93] скорее носит характер предсказательный, чем описательный, а потому не дает прямого ответа на вопрос о роли кавитации при дегазации жидкостей.

Приняв в качестве основных характеристик процесса массообмена, как и в докавитационном режиме, скорость изменения концентрации газа и величину «квазиравновесной» концентрации, сопоставим кинетику процесса массообмена в докавитационных условиях и при наличии кавитации с точки зрения изменения указанных характеристик. Предварительно необходимо сделать замечание о способе регистрации кавитации. В наших экспериментах о возникновении кавитации судили по изменению формы и величины измеряемого звукоприемником сигнала звукового давления. Величину колебательной скорости  $V_k$ , при которой измеряемое звуковое давление в жидкости перестает быть пропорциональным скорости, следуя работе [94], назовем «измеряемым» кавитационным порогом, в отличие от «видимого», соответствующего визуальному наблюдению кавитационных тяжей.

Как и при исследованиях массообмена в докавитационном режиме, экспериментальный закон изменения концентрации газа в жидкости при кавитации определялся измерением начальной концентрации  $C_0$  и ее значений в последующие моменты времени  $t_1, t_2, t_3, \dots$ . Такого рода измерения проводились при различных электрических напряжениях на излучателе в докавитационном режиме и при кавитации на частотах 22 и 500 кГц.

Семейство кривых, показывающих изменение концентрации воздуха в воде в зависимости от времени при частоте колебаний 22 кГц, представлено на рис. 53. Обозначения 1—5 отвечают следующим значениям колебательной скорости  $V$ : 3, 5, 13, 15, 23, 26 см/сек. Величина измеренного кавитационного порога составляла 13 см/сек. В соответствии с этим на рис. 53 кривая кинетики 1 соответствует докавитационным условиям, тогда как остальные изображают кинетику массообмена при кавитации. Из сопоставления кривых видно, что возникновение кавитации не изменяет характера кинетики процесса. Наибольшее значение скорость массообмена имеет в начальной стадии и с течением времени уменьшается, так что в конце концов в жидкости устанавливается «квазиравновесная» концентрация. Нетрудно видеть, что ее значение совпадает с величиной  $C'_p$ , достигаемой в докавитационных условиях, и не зависит от колебательной скорости. Последняя влияет только на время установления квазиравновесного состояния: чем больше  $V$ , тем меньше время установления.

Заметим, что в описанном выше эксперименте регистрируемое звукоприемником изменение звукового давления вызвано возникновением кавитации не только в реакционном объеме, но и на поверхности излучателя.

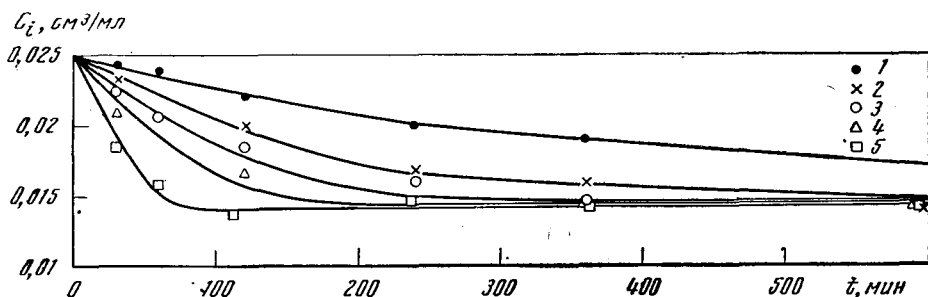


Рис. 53. Изменение концентрации воздуха в воде в зависимости от времени при частоте колебаний 22 кГц для ряда значений колебательной скорости  $V$

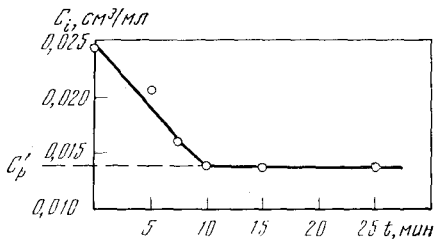


Рис. 54. Изменение во времени концентрации воздуха в воде при кавитации в поле фокусирующего излучателя (частота 500 кГц)

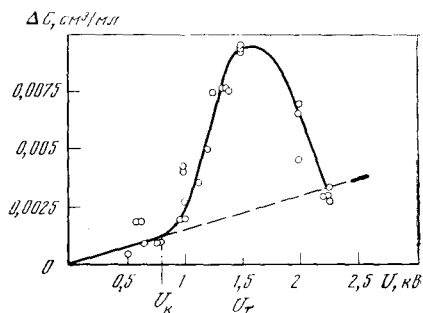


Рис. 55. Зависимость количества выделившегося воздуха от напряжения на фокусирующем концентраторе (частота 500 кГц)

Поэтому наблюдаемое увеличение скорости массообмена не является только результатом действия кавитационного поля, формирующегося в реакционном стакане. Чтобы по возможности избежать влияния кавитационного поля вне реакционного объема, ставились эксперименты для сравнения кинетики массообмена при кавитации и без нее в поле фокусирующего излучателя. Заранее примирившись с неравномерностью звукового поля, мы выделили в нем небольшую область с центром в фокусе излучателя и помещали в нее реакционный сосуд объемом 30 мл. Это был цилиндр с дном, затянутым звукопроницаемой пленкой, в верхней своей части он имел два выходных патрубка. Эксперименты проводились на частоте 500 кГц в поле концентратора [106]. Сосуд размещен был в поле концентратора так, чтобы область фокального пятна находилась в его центре. Изменение концентрации газа контролировалось описанными химическими методами; в некоторых случаях количество выделившегося из заданного объема жидкости газа рассчитывалось по смещению капли жидкости в калиброванном капилляре, который через переходную трубку соединялся с одним из патрубков сосуда. Для поддержания постоянной температуры около сосуда был расположен змеевик, соединенный с термостатом. Контроль за температурой осуществлялся при помощи калиброванной термомпары.

На рис. 54 приведена кривая изменения во времени концентрации воздуха в воде при напряжении на концентраторе 3,5 кВ и частоте колебаний 500 кГц. Как и в предыдущем случае (при  $f=22$  кГц), скорость массообмена имела наибольшее значение в начальные моменты времени, а по мере приближения системы к квазиравновесному состоянию уменьшалась. Величина квазиравновесной концентрации на частоте 500 и 22 кГц при кавитации совпадает с ее значением в докавитационном режиме  $C'_p$ .

Кривая кинетики на рис. 54 показывает, что для получения правильного представления о характере зависимости скорости массообмена от акустической мощности время озвучивания не должно превышать 10 мин. При более продолжительном озвучивании вследствие близости системы к квазиравновесному состоянию величины скорости массообмена оказываются заниженными. При меньшей длительности озвучивания точность измерения падает.

Чтобы сопоставить скорости массообмена в докавитационном режиме и при кавитации, проба определенного объема озвучивалась в течение 10 мин при различных напряжениях на концентраторе. Измеряя начальную концентрацию воздуха и ее значения после озвучивания, удалось оценить количество выделившегося за определенный промежуток времени воздуха

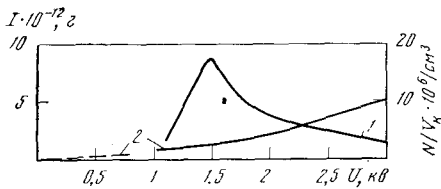


Рис. 56. Изменение плотности кавитационных пузырьков в кавитационной области (1) и величины диффузионного потока газа на пузырек (2) от напряжения на фокусирующем концентраторе

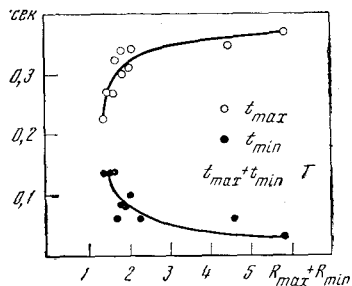


Рис. 57. Зависимость длительности фазы расширения и захлопывания пузырька от отношения  $R_{max}/R_{min}$  ( $f=2,5$  кГц)

$\Delta C$  для ряда значений напряжения. На рис. 55 приведена кривая, иллюстрирующая изменение количества выделившегося воздуха с увеличением напряжения на концентраторе  $U$ . Отрезок штрих-пунктирной вертикальной линии отмечает значение напряжения  $U_k$ , при котором возникла кавитация. Ход кривой показывает, что в докавитационном режиме при значениях  $U < U_k$  с ростом  $U$  количество выделяющегося воздуха растет. Если бы мы были в силах подавить кавитацию при  $U > U_k$ , дальнейший ход зависимости  $\Delta C$  от  $U$  представлялся бы пунктирной линией. Однако при  $U = U_k$  возникает кавитация и скорость массообмена возрастает приблизительно в 3 раза по сравнению с докавитационными условиями. Легко видеть, что рост  $\Delta C$  с увеличением  $U$  продолжается вплоть до напряжения  $U_c = 1,7$  кв. Дальнейший рост напряжения влечет за собой снижение количества выделяющегося газа до значения, приблизительно равного величине, определяемой пунктирной линией (напомним, что эта линия изображает ход процесса при условии, что кавитацию удалось бы подавить). Таким образом, при возникновении кавитации в зависимости от частоты и вводимой акустической мощности скорость массообмена изменяется весьма сложным образом: по-видимому, это обусловлено взаимодействием различного рода эффектов. Видимо, некоторая область оптимальных для массообмена значений звуковой энергии действительно существует.

Можно выделить несколько аспектов в явлении кавитации, способных оказать влияние на процесс массообмена.

Прежде всего, возникновение кавитации может привести к увеличению числа пузырьков-зародышей, высасывающих из жидкости растворенный газ. По последним данным, кавитационная область, возникшая на отдельных зародышах, за несколько десятков периодов колебаний становится стабильной и состоит из множества кавитационных пузырьков. Наблюдаемое лавинообразное увеличение числа пузырьков связывают [93, 96] со следующими обстоятельствами: при захлопывании кавитационной полости из-за потери устойчивости возможен ее распад на части [8, 97]. В образовавшихся осколках давление и температура парогазовой смеси повышены, так что в отрицательный полупериод давления они расширяются легче, чем стационарные зародыши, и образуют новые зародыши, которые, в свою очередь, размножаются. Полагают, что увеличение звукового давления приводит к росту числа кавитационных полостей, пока при некотором значении интенсивности время захлопывания пузырька  $\tau_c$  не окажется равным полупериоду давления в волне  $T/2$ . По данным работы [98], при  $\tau_c > T/2$  давление в конечной стадии захлопывания снижается,

а с ним и количество «осколков», так как разрушение пузырька оказывается менее интенсивным. На рис. 56 приведена полученная в работе [96] кривая 1 изменения плотности кавитационных пузырьков в кавитационной области концентратора от напряжения  $U$ . Эта кривая имеет максимум при напряжении порядка  $1,7 \text{ кг}$  (что соответствует выполнению условия  $\tau_3 = T/2$ ), совпадающий с максимумом кривой зависимости  $\Delta C$  от  $U$ .

Помимо того, что кавитация оказывает влияние на число центров массообмена, она может еще привести к изменению потока газа на пузырек по сравнению с обычными линейными колебаниями пузырька. Происходит это по двум причинам. Во-первых, с возникновением кавитации из-за нелинейного характера колебаний увеличивается отношение максимального радиуса  $R_{\max}$  при расширении пузырька к минимальному значению при его захлопывании  $R_{\min}$ , так что поверхность диффузии при поступлении газа в полость резко увеличивается. Во-вторых, увеличение отношения  $R_{\max}/R_{\min}$  вызывает увеличение длительности фазы расширения пузырька  $t_{\max}$  и уменьшение времени его захлопывания  $t_{\min}$ . В качестве примера на рис. 57 даны рассчитанные на основании экспериментальных кривых изменения мгновенного радиуса пузырька во времени при кавитации [35] величины  $t_{\max}$  и  $t_{\min}$  в зависимости от отношения  $R_{\max}/R_{\min}$  (частота  $2,5 \text{ кгц}$ ). Указанные два фактора вызывают увеличение диффузионного потока газа на пузырек. На рис. 56 кривая 2 изображает массу газа, поступающего в пузырек при различных напряжениях на излучателе. Часть этой кривой, отмеченная пунктиром, характеризует диффузионный поток при линейных колебаниях пузырька в докавитационном режиме и рассчитывалась по соотношениям (31) и (45), учитывающим вклад колебаний стенок пузырька и микротечений у его поверхности.

Для оценки величины диффузионного потока при кавитации использовалось полученное Ю. Я. Богуславским соотношение (51), при выводе которого предполагалось, что расширение полости происходит под действием постоянного растягивающего усилия  $Z_0$ . Полагая, что  $Z_0 = P_A$  и помня, что  $R_{\max} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{Z_0}{\rho_{ж}} t}$ , приводим (51) к виду

$$I_1 = \frac{16}{15} \sqrt{5\pi D} f C_0 R_{\max}^2 \sqrt{t_p}, \quad (114)$$

где  $t_p$  — время расширения пузырька. Рассчитанные по этому соотношению величины диффузионного потока в расширяющуюся полость при кавитации на частоте  $500 \text{ кгц}$  за время  $t = T/2 = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$  даны на рис. 56 (часть кривой 2, отмеченная сплошной линией). При расчете использовались приведенные в работе [98] экспериментальные величины  $R_{\max}$ . Как видно, диффузионный поток газа на пузырек при кавитации существенно превышает его значение в случае линейно колеблющегося пузырька.

Воспользовавшись этими данными, проанализируем ход кривой изменения количества выделяющегося из жидкости газа при повышении напряжения на излучателе при кавитации.

Как мы видели, с возникновением кавитации ( $U = U_k$ ) по сравнению с докавитационным режимом ( $U < U_k$ ) наблюдается приблизительно трехкратное увеличение количества выделяющегося газа, что может быть отнесено за счет «размножения» пузырьков и увеличения диффузионного потока газа на пузырек. При дальнейшем увеличении напряжения вплоть до  $U_{\tau} \approx 1,5 \text{ кг}$  все указанные факторы действуют в одну сторону и приводят к увеличению количества выделяющегося из жидкости газа  $\Delta C$ . При напряжении на концентраторе  $U > U_{\tau}$  величина  $\Delta C$  спадает, что, надо полагать, вызвано уменьшением интенсивности захлопывания полостей (при  $U > U_{\tau}$ ,  $\tau_3 > T/2$ ) и связанного с ним числа дополнительных «осколочных» центров массообмена. Кроме того, поскольку при  $U > U_{\tau}$  пузырек не успевает полностью захлопнуться к моменту начала отрицательного

полупериода давления в волне, он осциллирует. В этих условиях соотношение (51) неприменимо, а из физических соображений следует, что диффузионный поток газа на пузырек при таких осцилляциях должен уменьшиться. К сожалению, решение задачи диффузии при колебательном режиме для  $U > U_c$  расчету не поддается. Наблюдавшийся при  $U > U_c$  спад кривой зависимости  $\Delta C$  от  $U$  продолжается до  $U=2,2 kv$ ; минимальное значение  $\Delta C$  при этом значении напряжения соответствует величине, следующей из кривой (отмеченной пунктиром) зависимости  $\Delta C$  от  $U$  при условии, что вводится та же акустическая мощность, что и в реальных условиях, но кавитация подавлена. Физически это означает, что исходное число центров массообмена сохранилось, а повысился лишь диффузионный поток на величину, которая определяется увеличением вводимой в среду акустической мощности, т. е. повышением амплитуды колебаний пузырьков.

Из сказанного следует, что дегазация жидкостей в звуковом поле — это самостоятельное физическое явление, не связанное с кавитацией. Но развитие кавитации в определенном диапазоне интенсивностей способствует ускоренному выделению газа из жидкости как за счет увеличения числа зародышей, на которых затем развивается процесс, так и в результате интенсификации диффузионных эффектов на границе раздела пузырек—жидкость. Однако на величину квазиравновесной концентрации кавитация не влияет.

## Глава 6

### МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА ДЕГАЗАЦИИ

Реальный процесс дегазации происходит в жидкости, в которой соответствующим образом распределена совокупность стабильных пузырьков, и чтобы построить теорию этого процесса, необходимо закономерности, касающиеся поведения одиночного пузырька в поле ультразвуковых колебаний, обобщить на указанную совокупность пузырьков. Основная задача, по-видимому, сводится к расчету скорости дегазации и величины квазиравновесной концентрации на основании данных о распределении пузырьков и их поведении. Но столь общая постановка задачи невероятно громоздка, ибо изменение концентрации газа в жидкости обусловлено различными по своей природе эффектами; ее можно разумно упростить, если вспомнить, что истинная дегазация, т. е. выделение растворенного газа и понижение его концентрации в жидкости до значений, меньших равновесного, происходит только за счет диффузии. В этой связи наиболее интересно рассмотреть именно этот эффект применительно к заданной совокупности пузырьков.

Известны две гипотезы о механизме процесса дегазации: одна — кавитационная, согласно которой предполагается образование большого числа пузырьков, которые затем в результате диффузии растворенного в жидкости газа и коалесценции увеличиваются в размере и покидают жидкость; вторая — основанная на представлении о существовании в жидкости стабильных пузырьков, которые проходят те же стадии развития. Эксперименты, однако, показали, что дегазация жидкости происходит и при малых интенсивностях звука в отсутствие кавитации, т. е. образование кавитационных пузырьков не есть необходимое условие для начала процесса. По-видимому, «центрами» дегазации служат стабильные газовые пузырьки.

Об их существовании прежде всего свидетельствуют экспериментальные данные о низкой прочности реальных жидкостей, противоречащие теоретическим ее значениям (около 2000 атм) [46]. Эти гипотетические пузырьки, по-видимому, обладают особыми свойствами, обеспечивающими возможность их длительного существования в жидкости даже при больших внешних статических давлениях. Не останавливаясь на известных гипотезах о природе стабилизирующих сил [60], заметим, что, не прибегнув к предположению о существовании пузырьков, нельзя объяснить целый ряд эффектов, сопровождающих распространение интенсивных звуковых волн, в частности дегазацию жидкостей.

В самом деле, если между конденсированной фазой и газом, находящимся над ее поверхностью, установилось статистическое равновесие, из условия равенства парциальных потенциалов растворенного вещества и газа следует известное выражение для равновесной концентрации раствора [99]:

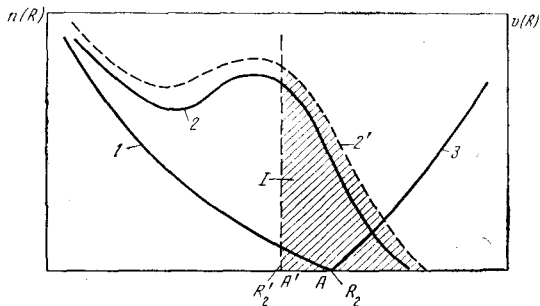
$$C_p = P_0 e^{\frac{f(T) - \varphi(P_0, T)}{kT}}, \quad (115)$$

где  $\varphi(P_0, T)$  — неизвестная функция температуры и давления, зависящая главным образом от температуры и лишь слабо — от давления. Так как дегазация жидкости в звуковом поле не сопровождалась повышением ее температуры (реакционный объем термостатировался), то, в соответствии с законом растворимости Генри (115), при озвучивании величина равновесной концентрации  $C_p$  должна оставаться постоянной. Но мы уже отмечали, что под действием звуковых колебаний концентрация газа в жидкости понижается до некоторого значения  $C'_p$ , названного квазиравновесной концентрацией, причем  $C'_p < C_p$ . Эксперименты показали, что в интервале температур 20—60°С относительное уменьшение растворимости составляет около 30% значения  $C_p$  при статическом давлении 1 атм, а при снижении давления растворимость возрастает. Снижение растворимости газа в звуковом поле может быть вызвано только диффузией растворенного газа в стабильные пузырьки.

С этих позиций механизм процесса дегазации связан с наличием в жидкости стабильных пузырьков. В звуковом поле эти пузырьки колеблются; вследствие диффузии растворенного газа и коалесценции их размеры увеличиваются. Укрупненные пузырьки, обладая большей скоростью всплывания, быстрее покидают жидкость. Предположив для простоты, что различные по своей природе стадии процесса не зависят одна от другой, изобразим этот процесс в виде условной схемы, приведенной на рис. 58.

Пусть начальное распределение стабильных пузырьков по радиусу описывается некой функцией  $n(R)$ , спадающей с ростом  $R$  (кривая 1). При наложении звукового поля в пузырьки диффундирует растворенный в жидкости газ. По-видимому, наибольший диффузионный поток присущ тем пузырькам, собственная частота колебаний которых совпадает с частотой звукового поля. В силу такой избирательности действия звука в зависимости от выбора частоты колебаний и существующего распределения пузырьков в «перекачке» растворенного газа участвует большее или меньшее их число. На этой стадии дегазации действует диффузионный механизм процесса, связанный с колебаниями пузырька и микропотоками. Увеличение размеров пузырьков вследствие диффузии вызывает изменение начальной кривой их распределения в соответствии с длительностью, частотой и интенсивностью звука. Новая кривая распределения пузырьков 2 сдвинута относительно начальной кривой в сторону больших значений их радиусов и обладает максимумом, соответствующим резонансу пузырьков на частоте звукового поля. Площади фигур, ограниченных начальной кривой распределения, и кривой, полученной после озвучивания, определяют объем газа, содержащегося во всех пузырьках до и

Рис. 58. Схематическое представление механизмов процесса дегазации



после озвучивания. Таким образом, количество растворенного в жидкости газа, перешедшего в пузырьки, можно оценить как разность площадей названных фигур. Чтобы определить количество газа, которое, будучи абсорбировано пузырьками, выделится из жидкости за определенный промежуток времени, по-видимому, следует учесть, что скорость всплытия пузырька зависит от его радиуса. Для статического случая эта зависимость показана кривой 3 на рис. 58. В звуковом поле эта кривая должна сместиться в сторону меньших значений радиусов пузырьков из-за увеличения скорости подъема пузырьков вследствие действия радиационного давления и благодаря увлечению пузырьков акустическими течениями. Если точке  $A$  пересечения кривой 3 с осью абсцисс в отсутствие звука соответствует максимальный радиус  $R_2$  на кривой распределения пузырьков, то в звуковом поле из-за смещения кривой 3 точка  $A$  переходит в  $A'$ , определяемую радиусом  $R_2'$ . Площадь заштрихованной области  $I$  представляет то количество газа, которое может выделиться из жидкости в звуковом поле в результате диффузии в пузырьки растворенного газа и ускорения их всплытия. Из-за коалесценции пузырьков кривая 2 также сместится в сторону больших значений  $R$  (например, кривая 2'), а это тоже вызовет некоторое увеличение площади заштрихованной области.

Предположим, что процесс дегазации следует диффузионной кинетике и попытаемся решить обратную задачу, т. е. оценить то количество пузырьков, которое должно находиться в жидкости, чтобы было обеспечено наблюдаемое в экспериментах изменение концентрации газа. Допустим, что радиус стабильных пузырьков составляет  $10^{-6}$  см. Как показывают расчеты (см. рис. 15), при давлении 0,5 атм на частоте 25 кГц такой пузырек достигает стабильного состояния при  $R_{ст} \approx 6 \cdot 10^{-6}$  см. Количество газа, перешедшего при этом из жидкости в пузырек, оказывается равным  $8,64 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>. Если начальная концентрация газа в жидкости составляла  $2,5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>3</sup>, а после озвучивания понизилась до  $1,4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>3</sup>, то, чтобы оценить требуемое для этого число пузырьков  $n$ , следует объем выделившегося газа  $1,1 \cdot 10^{-2}$  см<sup>3</sup> отнести к объему  $8,64 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>, продиффундировавшему в пузырек данного радиуса, тогда получим  $n \approx 12$ . По данным М. Г. Сиротюка [38], плотность пузырьков радиусом  $10^{-6}$  см в дистиллированной воде, измеренная косвенным акустическим методом, приблизительно равна 8, т. е. того же порядка величина. Оценим теперь, за какой промежуток времени пузырек с  $R_0 = 10^{-6}$  см при указанных условиях вырастет до  $R_{ст} = 6 \cdot 10^{-6}$  см. Воспользуемся для этого приведенным в работе Ши и Плессе [23] приближенным соотношением<sup>1</sup>

$$t = \frac{R_{ст}^2 - R_0^2}{\frac{4}{3} DC_0 \left( \frac{P_A}{P_0} \right)^2 \rho_1} \quad (116)$$

<sup>1</sup> Заметим, что соотношение (116) справедливо для частот звуковых колебаний, лежащих значительно ниже резонансной частоты пузырька.

Расчет показывает, что при  $P_A=0,5 \text{ атм}$  и  $C_0=2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{мл}$  пузырек достигает стабильного состояния приблизительно в течение одного часа, тогда как в экспериментах по дегазации время установления квазиравновесной концентрации составляет около 2—3 час. Учитывая весьма приближенный характер выполненных оценок, все эти данные не противоречат предположению о диффузионной природе основного механизма дегазации.

Чтобы построить более строгую теорию дегазации, основанную на предположении о том, что процесс следует диффузионной кинетике, необходимо рассмотреть нестационарную задачу о диффузии газа в колеблющийся пузырек, средний радиус которого непрерывно изменяется во времени, т. е. решить общее уравнение конвективной диффузии при условии

$$R(t) = R_0(t) \{1 + \zeta [R(t)] \sin \omega t\}. \quad (117)$$

Обозначим через  $L(t)$  следующее из решения уравнения диффузии с учетом (117) количество газа, которое абсорбируется пузырьком с радиусом  $r$ , и предположим, что имеющаяся в жидкости совокупность пузырьков описывается функцией  $n(r)$ ; тогда количество газа, абсорбированное всеми пузырьками, равно

$$\psi(P_A, f, t) = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} n(r) L(t) dr. \quad (118)$$

Однако найти  $L(t)$  не удалось, поэтому мы вынуждены ограничиться наипростейшим случаем, когда изменение среднего радиуса пузырьков мало, т. е.

$$R(t) = R_0(1 + \zeta \sin \omega t)$$

и справедливы приведенные ранее соотношения (31) и (45). Тогда полный диффузионный поток газа на пузырек при условии, что амплитуда его колебаний  $\xi$  невелика ( $\xi/R \ll 1$ ), определяется соотношением

$$L = \frac{3DC_0}{2\rho_w^2 \pi^3} \frac{P_A^2}{f^4 R^3 \left[ \left( \frac{f_0^2}{f^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right]} + \frac{\sqrt{2\pi D} (C_0 - C_p) P_A}{\rho_w (2\pi f)^{3/2} \sqrt{\left( \frac{f_0^2}{f^2} - 1 \right)^2 + \delta^2}}. \quad (119)$$

В случае насыщенной жидкости  $C_0=C_p$  и в (119) исчезает второй член, характеризующий вклад микротечений у поверхности пузырька; при этом (118) принимает вид

$$\psi(P_A, f) = K \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} n(r) \frac{P_A^2}{f^4 r^3 \left\{ \left( \frac{f_0^2(r)}{f^2} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right\}} dr, \quad (120)$$

где  $K = 3DC_p/2\rho_w^2 \pi^3$ .

Предположим далее, что в той узкой области значений, где функция

$$\left( \frac{f_0^2}{f^2} - 1 \right)^2 + \delta^2$$

имеет острый максимум, функция  $n(r)$  меняется не слишком сильно. Тогда сколько-нибудь существенный вклад в интеграл (120) дают только радиусы  $r$ , близкие к  $r^*$ , удовлетворяющему условию  $10^5 - r^2 f^2 = 0$  (так как  $f_0 = 326/r$ ). Поэтому поведение  $n(r)$  важно только около  $r=r^* = \sqrt{10^5/f^2}$ . Будем считать, что в окрестности этого значения  $n(r^*)$  постоянно и его можно вынести из-под знака интеграла [100].



Получаем

$$\psi = KP_A^2 n(r^*) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{dr}{f^3 r^3 \left\{ \left[ \left( \frac{326}{rf} \right)^2 - 1 \right]^2 + \delta^2 \right\}}. \quad (121)$$

Задаваясь полученным из физических соображений порядком значений пределов интегрирования  $R_{\max} = 0,1$  см и  $R_{\min} = 10^{-7}$  см, имеем

$$\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{dr}{f^3 r^3 \left\{ \left[ \left( \frac{326}{rf} \right)^2 - 1 \right]^2 + \delta^2 \right\}} = \frac{\pi}{2f^2 \delta \cdot 10^5}, \quad (122)$$

откуда

$$\psi = M \frac{P_A^2}{f^2} n(r^*), \quad (123)$$

где  $M = \frac{\pi K}{2\delta(326)^2}$ .

Соотношение (123) характеризует скорость изменения концентрации растворенного в жидкости газа за счет его абсорбции пузырьками. К сожалению, вид функции распределения  $n(r)$  неизвестен. Попробуем определить его из общих принципов статистики Гиббса.

Выделим объем жидкости в  $1$  см<sup>3</sup>, находящийся под статическим давлением  $P_A$ , и предположим, что в нем существуют стабильные пузырьки, причем в любом выделенном объеме функция их распределения по радиусам и число пузырьков неизменны. Пусть в свободном состоянии находится  $N$  молекул газа. Обозначим число молекул газа во всех пузырьках радиуса  $R_i$  через  $t_i$ ; естественно, что при равновесии

$$\sum_i t_i = N = \text{const}. \quad (124)$$

Каждое распределение  $t_i$  характеризует определенное состояние системы (совокупность пузырьков). Определим, сколько различных распределений  $W$  можно составить из  $N$  молекул так, чтобы во всех пузырьках радиуса  $R_1$  содержалось  $t_1$  молекул, в пузырьках радиуса  $R_2$  содержалось  $t_2$  молекул, в пузырьках радиуса  $R_3$  содержалось  $t_3$  молекул и, наконец, в пузырьках радиуса  $R_i$  содержалось  $t_i$  молекул. Назовем это число распределений *термодинамической вероятностью состояния*  $W$ . Величина  $W$  определяется известным соотношением [101]

$$W = \frac{N!}{t_1! t_2! t_3! \dots t_i!}. \quad (125)$$

Найдем теперь наиболее вероятное распределение молекул по ячейкам, т. е. определим максимум функции  $W$  с учетом условия (124). Для этого воспользуемся методом неопределенных коэффициентов Лагранжа и заметим:

$$N! = (2\pi N)^{1/2} \left( \frac{N}{e} \right)^N. \quad (126)$$

Используя (126), из (125) найдем

$$\ln W = \text{const} - \sum_{i=1} t_i \ln t_i. \quad (127)$$

Варьируя функцию  $\ln W$  при условии (124), получаем

$$\delta \ln W = - \sum_{i=1} \delta t_i (\ln t_i + \alpha) = 0. \quad (128)$$

Из (128) следует, что

$$t_i = e^{-\alpha} = \text{const.} \quad (129)$$

Поскольку в объеме, занимаемом одной грамм-молекулой газа, содержится  $6 \cdot 10^{23}$  молекул, число молекул во всех пузырьках радиуса  $R_i$  равно

$$t_i = \frac{v_i n_i 6 \cdot 10^{23}}{22,4}, \quad (130)$$

где  $v_i$  — объем пузырька радиусом  $R_i$ , а  $n_i$  — плотность распределения числа пузырьков. Из (130) следует

$$n_i = \frac{A'}{R_i^3}. \quad (131)$$

Будем далее считать, что группа из  $n_i$  пузырьков радиуса  $R_i$  представляет некую подсистему и обладает энергией, определяемой соотношением

$$\varepsilon_i = \frac{2\sigma}{R_i} v_i n_i. \quad (132)$$

Предположим, что подсистемы квазинеzáвисимы и не обмениваются энергией с окружающим пространством, т. е.

$$\sum_i \frac{2\sigma}{R_i} v_i n_i = E = \text{const.}, \quad (133)$$

где  $E$  — энергия всей системы. Максимум функции  $W$  с учетом условий (127) и (133) будет иметь место при

$$t_i = B e^{-\frac{2\sigma}{R_i} \beta}, \quad (134)$$

откуда, используя (130), получаем

$$n_i = \frac{A e^{-\beta'/R_i}}{R_i^3}, \quad (135)$$

где

$$\beta' = 2\sigma\beta; \quad A = \frac{22,4B}{8\pi \cdot 10^{23}}.$$

В соответствии с условиями нахождения максимума функции термодинамического состояния  $W$ , приходим к более общему (135) или более частному (131) представлению функций распределения пузырьков по радиусам, причем при  $R_i \rightarrow \infty$  (135) переходит в (131). При  $R_i$ , стремящемся к нулю или к бесконечности,  $n_i \rightarrow 0$  независимо от вида функции, однако  $n_i$ , определяемая по (135), обладает максимумом при  $R_i = 2\delta\beta/3$ .

Так как общее число молекул газа в пузырьках, а следовательно, и энергия системы неизвестны, то коэффициенты функций распределения (131) и (135) могут быть найдены только из экспериментальных данных о количестве свободного газа в жидкости. Прямые эксперименты, связанные с его определением, нам не известны и, вероятно, очень трудно осуществимы. Один из косвенных методов определения числа пузырьков в жидкости основан на их свойстве поглощать звуковую энергию. Если один пузырек поглощает энергию  $\delta$ , то энергия, поглощенная совокупностью пузырьков, определяется выражением

$$\Omega = \int_0^{\infty} \sigma n(r) dr. \quad (136)$$

Зная зависимость  $\Omega$  от частоты по данным эксперимента и решая интегральное уравнение (136), можно попытаться найти функцию  $n(r)$ . Как указы-

вается в работе [102] и в части VI настоящей монографии, измерения поглощения звука в диапазоне частот 100—1000 *кГц* в отстоявшейся водопроводной воде, выполненные реверберационным методом, привели к следующему распределению пузырьков по числу и радиусам в интервале от 4 до 34 *мк*:

$$n(R_i) = \frac{A''}{R_i^\alpha}, \quad \alpha = 3-3,5. \quad (137)$$

Функция (137) совпадает с функцией (131) для любых *R* и совпадает с функцией (135) для  $R \rightarrow \infty$ . Однако ограниченность частотного диапазона, в котором проводились измерения поглощения в работе [102], а также указанное ограничение на соотношение (136), касающееся возможности взаимодействия пузырьков, пока не позволяют установить вид функции  $n(r)$  при значениях  $R_i < 4$  *мк*. Из данных, приведенных в работе [103], следует, что кривая распределения пузырьков по радиусам в свежей водопроводной воде имеет максимум, отвечающий пузырькам с радиусом, лежащим в диапазоне 3—8 *мк*.

В соответствии с выбором вида  $n(r)^*$  функция  $\psi$  может иметь два представления:

$$\psi' = M \frac{P_A^2}{f^2} e^{-\beta'/r^*} \frac{1}{r^{*3}} \quad (138)$$

и

$$\psi'' = M \frac{P_A^2}{f^2} \cdot \frac{1}{r^{*3}} \quad (139)$$

соответственно, если  $n(r^*)$  определяется по (135) и (131). Переходя от  $r^*$  к  $f$ , получаем

$$\psi' = M P_A^2 f e^{-\beta'/f^{3/26}}, \quad (140)$$

$$\psi'' = M P_A^2 f. \quad (141)$$

Из этих соотношений вытекают основные законы процесса ультразвуковой дегазации: зависимость скорости процесса от амплитуды звукового давления и частоты колебаний. Согласно описанным в гл. 4 результатам, количество газа, выделяющегося из жидкости в единицу времени, действительно пропорционально квадрату амплитуды звукового давления ( $E \sim P_A^2$ ), что следует также из вида функции  $\psi$ , независимо от выбора функции  $n(r^*)$ . Что касается зависимости скорости процесса от частоты, то по экспериментальным данным она аппроксимируется функцией вида

$$\psi_s = B f^m e^{-c f}. \quad (142)$$

При  $P_A = 0,1$  атм,  $m = 1,43$ ,  $B = 2,3 \cdot 10^{-13}$ ,  $c = 6,65 \cdot 10^{-6}$ . Таким образом, теоретическая функция  $\psi'$ , полученная на основании представления распределения пузырьков по радиусам (135), повторяет экспериментальную зависимость скорости процесса от частоты. Следует, однако, заметить, что функции  $\psi'$  и  $\psi_s$  имеют одинаковые экспоненциальные множители, но разные степенные зависимости. Это связано с целым рядом обстоятельств.

Во-первых, при выводе функции распределения пузырьков по радиусам (135) предполагалось слабое взаимодействие между пузырьками. В звуковом поле между колеблющимися пузырьками имеется взаимодействие по Бьеркнесу, потенциал которого определяется соотношением (62). Этим взаимодействием можно пренебречь только при условии

$$U_{вз} \ll \frac{2\sigma}{R_i} v_i, \quad U_{вз} \ll \frac{2\sigma}{R_k} v_k. \quad (143)$$

Оценим справедливость (143) для самого критического по условиям эксперимента случая:  $R_i = R_{рез}$ ,  $R_k = 3 \cdot 10^{-3}$  см при расстояниях между

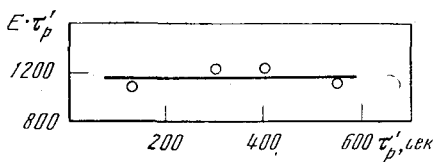


Рис. 59. Зависимость величины  $E \cdot \tau'_p$  от  $\tau'_p$

пузырьками 0,1 см для  $f = 10^4$  гц и  $P_d = 0,1$  атм. При этих условиях наибольшее значение потенциала взаимодействия в рассмотренном в эксперименте диапазоне частот равно  $1,25 \cdot 10^{-2}$  дин. Для тех же  $R_i$  и  $R_k$  величины поверхностных энергий  $\epsilon_i$  составляют соответственно 0,6 и 0,014 дин, т. е. неравенство (143) не слишком сильное, чем, по-видимому, до некоторой степени и объясняется незначительное различие в характере степенной зависимости скорости дегазации от частоты (теоретическая  $f$ , а экспериментальная  $f^{1,43}$ ).

Во-вторых, при расчете функции  $\psi'$  учитывались только диффузионные эффекты, тогда как экспериментальная функция  $\psi$  является результатом действия всех работающих на дегазацию механизмов. Как мы видели, кроме диффузии, сюда входят эффекты, ускоряющие выделение из жидкости свободных пузырьков: коалесценция за счет силы Бьеркнеса и акустических потоков, изменение скорости всплывания пузырька под действием силы радиационного давления и увлечение его движущейся жидкостью. Насколько существенны эти факторы, можно судить по результатам, приведенным в гл. 3, где рассматривалось поведение одиночного пузырька или пары пузырьков в звуковом поле. Мы видели, что влияние акустических потоков существенно в особых случаях. Действительно, рэлеевские потоки в воде в поле стоячей волны имеют весьма незначительные скорости и не могут оказывать заметного влияния ни на число встреч пузырьков, ни на скорость их всплывания. Роль экартовского потока при больших интенсивностях звука на высоких частотах и удачном соотношении радиуса звукового пучка и трубы может быть весьма значительной. Однако в проводившихся экспериментах соответствующим выбором диаметра трубы ( $r_1 = r_0$ ) вероятность появления потока была сведена до минимума. Измерение распределения давления по диаметру трубы показало, что из-за неоднородности поля можно принять  $r_0 \approx 0,8 r_1$ ; при использованных в эксперименте значениях интенсивности это приводило к весьма небольшим значениям скорости потока. Из приведенных в § 3 гл. 3 оценок поправки к скорости на радиационное давление следует, что она существенна только для пузырьков резонансного размера, а для остальных (а их подавляющее большинство) ничтожна. Таким образом, наблюдавшееся в наших экспериментах изменение концентрации газа в жидкости вызвано диффузией растворенного газа в пузырьки и коалесценцией пузырьков под действием силы Бьеркнеса, т. е.  $\psi = \psi_d + \psi_k$ . Коалесценция пузырьков влечет за собой, с одной стороны, увеличение скорости всплывания пузырьков, что способствует увеличению  $\psi$ , а с другой, как результат увеличения радиуса пузырьков, изменение величины диффузионного потока газа на пузырек в сторону, зависящую от частоты звука. Как мы видели, для коалесценции необходимо, чтобы сдвиг по фазе между колебаниями рассматриваемой пары пузырьков не превышал  $|\pi/2|$ . Число коалесценций при этом зависит от концентрации и размеров пузырьков (см. § 2 гл. 3). Так как постоянные коэффициенты в функции распределения пузырьков по числу и радиусам неизвестны, пока нет возможности оценить число встреч пузырьков при различных интенсивностях звука и частотах, т. е. найти зависимость эффекта коалесценции от основных параметров поля. Так как  $\psi$  складывается из  $\psi_d$  и  $\psi_k$ , можно было бы предположить, что существование максимума кривой частотной зависимости обусловлено определенным взаимодействием  $\psi_d$  и  $\psi_k$ . В самом деле, если принять, что диффузионная стадия

процесса описывается функцией  $\psi''$ , очевидно, что на низких ультразвуковых частотах с увеличением частоты колебаний полная скорость процесса должна расти по линейному закону, если работает только его диффузионный механизм. Поскольку диапазон действия силы Бьеркнеса, обуславливающей коалесценцию пузырьков, ограничен неравенством  $2\pi l \ll \lambda_{\text{ж}}$ , т. е. с увеличением частоты колебаний эффект коалесценции спадает, то очевидно, что действие этого механизма не может вызвать наблюдаемого в эксперименте максимума функции  $\psi_3$ . Этот максимум, по-видимому, обусловлен экстремумом функции  $n(r)$ , описывающей распределение пузырьков по радиусам и числу.

Тот факт, что характер зависимости от интенсивности функций  $\psi_3$  и  $\psi'$  (последняя учитывает только диффузионные эффекты) одинаков, а от частоты весьма близок, указывает на определяющую для процесса дегазации роль диффузионных явлений, а следовательно, и на правильность наших представлений о его механизме. Заметим, что в наиболее оптимальных для коалесценции условиях ( $R_i = R_k$ ), скорость всплывания образовавшегося пузырька увеличивается всего в 1,26 раза.

Соотношение (119) определяет количество газа, поступающее в пузырек вдали от состояния диффузионного равновесия, когда скорость роста пузырька постоянна во времени (линейный участок на кривой кинетики). В соответствии с этим, (120) не учитывает наблюдаемого в эксперименте замедления процесса и уменьшения скорости выделения газа вблизи квазиравновесного состояния, когда в жидкости устанавливается концентрация  $C'_p$ . Величину  $C'_p$  можно оценить из следующих соображений. Пусть некоторая функция  $L^*$  описывает диффузионный поток газа на пузырек и определяется так:

$$\begin{aligned} L^* &= L & \text{при } 0 < t < \tau'_p, \\ L^* &= 0 & \text{при } t \geq \tau'_p, \end{aligned} \quad (144)$$

причем  $L$  выражается по (119);  $\tau'_p$  — время установления квазиравновесного состояния. Если начальная концентрация газа в жидкости  $C_0$ , то квазиравновесное значение приближенно оценивает разность

$$C'_p = C_0 - \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} L^* n(r) dr \int_0^{\tau'_p} dt = C_0 - \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} Ln(r) dr \int_0^{\tau'_p} dt. \quad (145)$$

Полагая, как и ранее, для упрощения расчетов  $C_0 = C_p$ , получаем

$$\begin{aligned} C'_p &= C_p - K \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{P_A^2 n(r^*)}{f^4 r^3 \left\{ \left[ \frac{f_0^2}{f^2} - 1 \right]^2 + \delta^2 \right\}} dr \int_0^{\tau'_p} dt = \\ &= C_p \left( 1 - K' P_A^2 n(r^*) \tau'_p \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{dr}{f^4 r^3 \left\{ \left[ \frac{f_0^2}{f^2} - 1 \right]^2 + \delta^2 \right\}} \right), \end{aligned} \quad (146)$$

где  $K' = K/C_p$ . Используя (122), приводим (146) к виду

$$C'_p = C_p \left[ 1 - M' n'_i(r^*) \frac{P_A^2 \tau'_p}{f^2} \right], \quad (147)$$

где  $M' = M/C_p$ . Отсюда, подставляя  $n(r^*)$  из (135), получаем

$$C'_p = C_p (1 - M' A P_A^2 \tau'_p f e^{-\beta' f / 326}). \quad (148)$$

Из (148) следует весьма любопытный факт: при данной частоте звука и прочих равных условиях значение квазиравновесной концентрации определяется произведением  $P_A^2 \tau_p'$ . Таким образом, наблюдаемая в эксперименте независимость величины квазиравновесной концентрации  $C_p'$  от амплитуды звукового давления обусловлена тем обстоятельством, что с ростом последней из-за увеличения скорости выделения газа уменьшается время установления квазиравновесного состояния  $\tau_p'$ , вследствие чего произведение  $P_A^2 \tau_p'$  сохраняет свое значение (рис. 59,  $f=1$  Мгц). Заметим, что (148) можно преобразовать к виду

$$C_p' = C_p \left( 1 - B \frac{P_A}{\rho_{ж} c_{ж}} P_A \tau_p' f e^{-\frac{\beta' f}{326}} \right), \quad (149)$$

где  $B = AM' c_{ж}$ . Так как отношение  $(P_A / \rho_{ж} c_{ж}) = V$  — это колебательная скорость в волне, то произведение величин  $V P_A \tau_p'$  есть работа, затрачиваемая на удаление из жидкости некоторого количества газа. Теперь становится понятным наблюдаемое в эксперименте постоянство квазиравновесной концентрации  $C_p'$ . С увеличением вводимой в жидкость акустической мощности уменьшается время установления квазиравновесного состояния  $\tau_p'$ , так что работа  $V P_A \tau_p'$  остается постоянной.

Что касается взаимосвязи между величиной квазиравновесной концентрации и частотой звукового поля, то при прочих равных условиях (в том числе при постоянной амплитуде звукового давления  $P_A$ ) она определяется произведением  $\tau_p'(f) f e^{-\beta' f / 326}$ . Поскольку функция  $f e^{-\beta' f / 326}$  обладает максимумом, с изменением частоты звука время установления  $\tau_p'$  должно изменяться таким образом, чтобы произведение этих функций оставалось постоянным. В этом случае величина  $C_p'$  окажется независимой от частоты колебаний, что соответствует экспериментальным данным. Так как в эксперименте зависимость скорости процесса дегазации от частоты описывается функцией вида  $f^m e^{-c f}$  (где  $m$  весьма близко к единице), а время установления обратно пропорционально скорости массообмена, очевидно, что максимуму функции  $f e^{-\beta' f / 326}$  соответствует минимум функции  $\tau_p'(f)$ .

Излагая наши представления о механизме процесса дегазации, мы исходили из предположения о независимости различных его стадий, что было необходимо для упрощения задачи. Однако в действительности эти процессы идут параллельно и разделить их в эксперименте не представляется возможным. Поэтому все изложенные здесь соображения до известной степени являются приближенными.

Заметим, что точное решение задачи диффузии с учетом изменения среднего радиуса пузырька во времени позволило бы определить численные постоянные  $A$  и  $\beta'$  функции распределения пузырьков по радиусам.

## Глава 7

### ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДЕГАЗАЦИИ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Дегазирующее действие ультразвуковых колебаний успешно используется в ряде отраслей промышленности, обеспечивая более быстрое и глубокое по сравнению с другими методами понижение концентрации раство-

ренного газа. В настоящей главе будут рассмотрены различные области применения ультразвуковой дегазации, а также используемое для этой цели специальное оборудование.

Наиболее широко разработано применение ультразвука для дегазации расплавов металлов, в частности, алюминиевых сплавов [104, 108—114]. Водород, подающий в алюминий и его сплавы главным образом в результате диссоциации адсорбированных водяных паров, служит основной причиной брака алюминиевых отливок (газовая пористость). Для удаления водорода из расплава перед его заливкой применяются методы рафинирования (обработка хлором, азотом, хлористыми солями). Однако этот метод дегазации имеет ряд недостатков, например, рафинирующие вещества в большей или меньшей степени содержат влагу. Применение ультразвуковых колебаний позволяет получить более высокую степень очистки алюминиевых сплавов.

Так, например, техническая вакуумная проба (100 кг) содержит  $0,3—0,4 \text{ см}^3$  водорода после рафинирования и  $0,09—0,02 \text{ см}^3$  водорода после ультразвуковой обработки (предел растворимости водорода в твердом металле  $0,05—0,07 \text{ см}^3$ ). Первые работы по исследованию дегазации алюминиевых сплавов относятся к 1931 г.; для получения ультразвуковых колебаний использовался пьезоэлектрический преобразователь [115]. Начиная с 1938 г. для этих же целей применялись магнитострикционные преобразователи [115, 116]. В 50-х годах были проведены поисковые работы по дегазации небольших объемов алюминиевых сплавов магнитострикционными преобразователями на частоте 15 кГц. В настоящее время разработано и применяется несколько типов ультразвуковых дегазаторов для обработки расплавленного алюминия: УЗД-100, УЗД-200; УЗД-200М; УЗДП-200; УЗД-300 [104—110, 114]. Дегазатор УЗД-100 имеет четыре магнитострикционных преобразователя типа ПМС-7А, работающих от генератора УЗГ-10, и предназначается для дегазации 100 кг алюминиевого расплава. Время обработки составляет 16—20 мин, потребляемая энергия — 8 кВт.

Все четыре преобразователя смонтированы в одном бачке и посредством электропривода могут перемещаться в вертикальном направлении. Дегазатор смонтирован на тележке. В конструкции УЗД-200, выполненной в подвесном варианте (рис. 60), используются магнитострикционные преобразователи 2 с акустической обратной связью, смонтированные в водоохлаждаемый бачок 1. Для устранения неравномерного разрушения звукопровода 4 предусмотрено поочередное включение через 12—15 сек обмоток обратной связи от каждого преобразователя в сеточную цепь генераторной лампы, так что все преобразователи находятся в оптимальном по частоте режиме равные отрезки времени, что предупреждает неравномерное разрушение инструментов. Периодичность переключения обмоток обратной связи задается блоком 5 с смонтированными внутри него магнитными пускателями и реле времени. Для перемещения дегазатора используется тельфер 6.

Конструкция УЗД-200М характеризуется новым способом подключения ультразвуковой головки к генератору и устройством волноводной системы. На время работы дегазатор подвешивается над печью и опускается до соприкосновения рабочих торцов инструментов с поверхностью расплава, после чего производится обработка. Дегазаторы переносного типа УЗДП-200 и УЗД-300 не содержат блока для автоматического переключения обмоток обратной связи. Последний заменен щеточным многопозиционным переключателем и реле времени. Дегазатор УЗДП-200 может обрабатывать до 250 кг жидкого расплава. Еще большими рабочими объемами располагает дегазатор УЗД-300, рабочая головка которого содержит восемь преобразователей типа ПМС-7 и ПМС-15А, питаемых от ультразвукового генератора УЗГ-10У. Все рассмотренные типы ультразвуковых

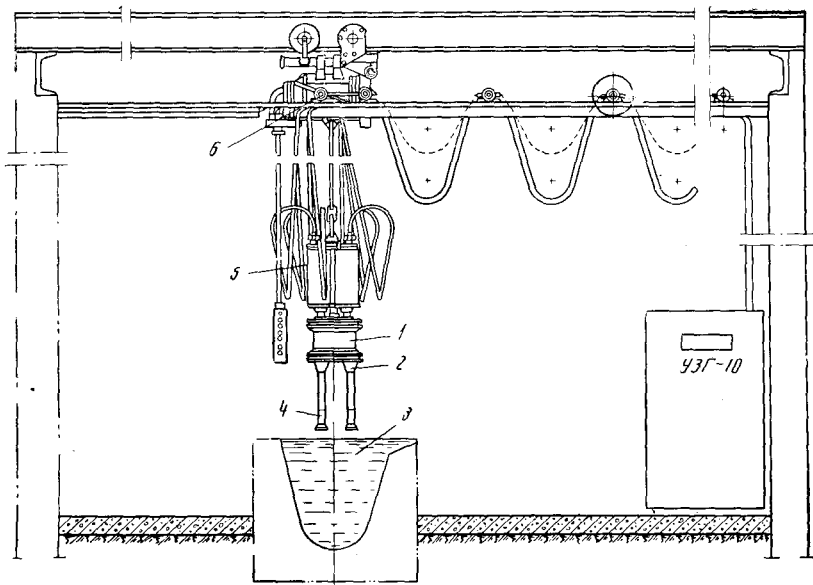


Рис. 60. Ультразвуковой дегазатор УЗД-200

1 — водоохлаждаемый бачок; 2 — магнитострикционный преобразователь; 3 — расплав алюминия; 4 — титанатовый инструмент; 5 — блок автоматике дегазатора; 6 — тельфер

дегазаторов предусматривают погружение волноводов в тигель с расплавленным металлом. Однако обработка плавок весом свыше 250 кг этим методом вызывает энергетические и технические трудности: приходится увеличивать число одновременно работающих преобразователей, а это требует создания сложной специальной автоматической системы подстройки и влечет за собой понижение к. п. д. Кроме того, при использовании этого метода дегазации наблюдается неравномерность распределения ультразвуковой энергии по объему металла в тигле, которая с увеличением массы обрабатываемого материала повышается.

Все это значительно снижает возможности и экономический эффект описанного метода. Плавки большого веса выгоднее дегазировать ультразвуком в потоке в момент выдачи металла из плавильной печи или при разливке. Известны патенты [111] на ультразвуковую обработку металла в литейном желобе. В ФРГ на заводе Хенрихштютте применяется вакуумная дегазация стали, циркулирующей по сифону [112].

Следует отметить, что решение вопроса о дальнейшем усовершенствовании ультразвуковых дегазаторов неизбежно связано с изучением механизма дегазации расплавов, ибо процесс обработки расплавов сопровождается рядом дополнительных явлений. В частности, возникает вопрос о взаимодействии материала излучателя и расплава. По данным некоторых авторов [104], наилучшими металлами для изготовления излучателей являются титан, ниобий и их сплавы, обладающие наибольшей стойкостью. Однако и они разрушаются; как показал химический анализ, при продолжительности озвучивания 23 мин, содержание титана в сплаве повышается от 0,4 до 0,3% [110]. Так как титан и ниобий обладают способностью к активной хемосорбции значительных количеств водорода, появление дисперсной фазы материала излучателя в расплаве, по-видимому, вызывает увеличение эффективности дегазации. В работах [113, 114] указано, что хотя хемосорбция водорода из расплава и происходит, этот эффект является побочным. Представленные на рис. 61 кривые кинетики дегазации сплава АЛ-9 с помощью стружки титана 1 и при обработке ультра-



звуком 2 показывают, что эффективность дегазации не зависит от количества перешедшего в расплав титана.

Дегазирующее действие ультразвуковых колебаний используется и при производстве оптического стекла [90, 91, 95, 115]. Для этих целей Крюгер [115] использовал магнитострикционный излучатель с частотой 8—10 кгц.

Эккардт и Иден [95] дегазировали высококачественное оптическое стекло, накладывая постоянное магнитное поле на высокочастотное поле индукционной печи, в которой расплавлялось стекло, причем из-за низкой проводимости стекла нагревание расплава и возбуждение в нем колебаний производилось при помощи платинового тигля.

В работе [118] описаны результаты лабораторного применения ультразвуковых колебаний для выделения газа (метанэтановые фракции) из углеводородных жидкостей (газовый конденсат, нефть). В экспериментах использовался газовый конденсат с удельным весом 0,75 и газ, содержащий около 90% метана. Под действием ультразвуковых колебаний скорость и глубина дегазации увеличивались.

Ультразвуковая дегазация жидких сред применяется и в ряде других областей для выделения газа из растворов смол, трансформаторного масла, вязкозы, соусов, напитков, мягкого пива, шоколада, апельсинового масла и т. п. [119]. В частности, в работе [120] изложены результаты ультразвуковой обработки яблочного морса для удаления растворенного кислорода.

Сопоставление различных методов дегазации (воздействие вакуума, вытеснение кислорода инертным газом, центрифугирование с одновременным воздействием ультразвука) показало, что наиболее высокая скорость и глубина дегазации соответствует акустической обработке. Озвучивание проводилось на частотах 800 и 19 кгц, но, поскольку рабочие объемы не термостатировались, сделать выводы о влиянии частоты колебаний по полученным данным трудно.

В работе [123] описана установка для дегазации крахмальных и желатиновых эмульсий, щелочных растворов, потребляемых в процессе очистки, и т. п. В этой установке сочетается действие ультразвуковых колебаний и центробежной силы. Конструкция представляет собой круглый резервуар, в котором помещен вращающийся цилиндр; жидкость, подлежащая

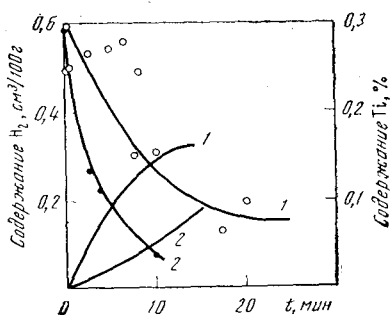


Рис. 61. Кривые кинетики дегазации сплава АЛ-9 с помощью стружки титана (1) и ультразвуком (2)

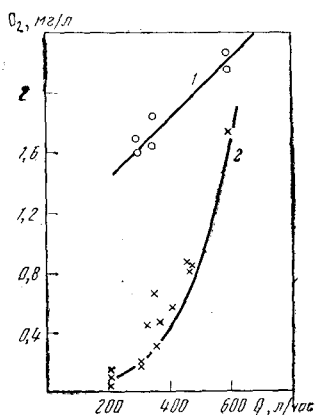


Рис. 62. Зависимость содержания кислорода от расхода воды при дегазации диспергированием на конической насадке (1) и при свободном стекании воды по ее поверхности (2)

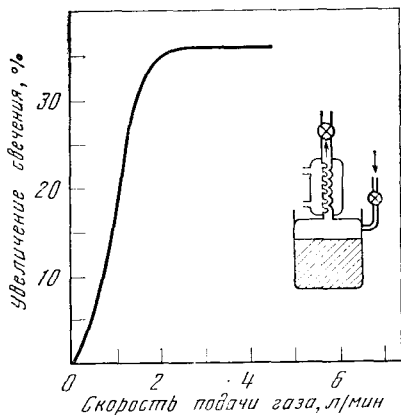


Рис. 63. Относительное изменение свечения при озвучивании (в %)

рода). В используемой опытной установке для дегазации жидкость распылялась в специальной колонке через коническую насадку, соединенную с магнетострикционным излучателем. Обезгаженная вода из колонки поступала самотеком или при работе колонки под вакуумом откачивалась насосом. Проба воды отбиралась до колонки и после нее. Содержание кислорода определялось методом Винклера или индигокарминовым в соответствии с содержанием кислорода. На рис. 62 приведены графики, иллюстрирующие зависимость содержания кислорода от расхода воды при дегазации диспергированием на конической насадке (частота 21,8 кГц, кривая 1) и при свободном стекании воды по ее поверхности (кривая 2). Эксперименты, проведенные при ультразвуковом распылении в вакууме, показали, что в условиях низкого давления эффективность действия звука понижена.

В работе [72] описана установка каскадного типа для дегазации различного ряда жидкостей. Из запасного резервуара, находящегося под избыточным давлением  $P_1$ , жидкость поступает в сосуд, разделенный на отсеки. В первом отсеке происходит дегазация жидкости за счет перепада давления. Через разделительную перегородку жидкость поступает из первого отсека во второй, где имеются три излучателя. Таким же образом жидкость дегазируется в последующих отсеках. При работе со значительными объемами (расход порядка сотен литров в час) и мощности 30 квт время озвучивания, по данным автора, не превышает 1 мин.

Большие возможности открывает применение ультразвуковой дегазации в электрохимии при нанесении покрытий [119]. Выделение на катоде водорода при осаждении металла понижает прочность покрытия. Под действием ультразвуковых колебаний пузырьки газа удаляются, что приводит к прочным, лишенным пор покрытиям. Кроме того, в звуковом поле снижается градиент плотности у анода вследствие перемешивания среды, увеличивается к. п. д. и плотность электрического тока, сокращается время, необходимое для нанесения покрытия определенной толщины.

Использование ультразвуковых колебаний может оказаться полезным для работы жидких сцинтилляторов, применяющихся в качестве счетчиков мощного  $\beta$ -излучения (наличие молекулярного кислорода в флуоресцирующем растворе снижает интенсивность свечения). Исследования показали [121, 122], что при удалении кислорода интенсивность свечения возрастает. Такие методы выделения газа, как вакуумирование или обработка инертным газом, в данном случае неприемлемы, так как влекут за собой значительную потерю радиоактивного материала (например, из-за испа-

работке, подается в него по резиновому шлангу. Цилиндр, вращаясь, создает центробежную силу, которая заставляет жидкость сосредоточиваться у его стенок. Так как жидкость с воздухом имеет более низкий удельный вес, центробежная сила заставляет более легкие пузырьки пены собираться на внутренней вертикальной поверхности более тяжелой жидкости, из которой воздух и пена удалены. В пространстве между вводной трубкой и стенкой цилиндра устанавливаются один или несколько ультразвуковых свистков. Оставшиеся пузырьки разрушаются ультразвуком.

В ряде случаев для предотвращения коррозии аппаратуры и некоторых других целей оказывалась необходимой дегазация воды (удаление из нее кисло-

рения). При исследованиях растворов в сцинтилляционной ячейке, снабженной входным и выходным патрубком для подачи инертного газа к поверхности раствора, озвучивался на частоте 18 кГц при различных температурах и скоростях подачи газа в течение различных промежутков времени [121]. Для уменьшения испарения перед выходным патрубком располагалась водяная рубашка. Рис. 63 иллюстрирует относительное изменение свечения (в %) при озвучивании. Оказалось, что оптимальные условия воздействия ультразвуковых колебаний таковы: скорость потока газа 2 л/мин; температура 60° С, время озвучивания 6 мин, потеря раствора по весу составляла только 1%.

\* \* \*

Накоплен обширный экспериментальный материал об основных закономерностях дегазации в звуковом поле, а также о некоторых сторонах механизма этого процесса. Наличие таких данных позволяет разумно подойти к выбору диапазона частот и интенсивностей звуковых колебаний для каждой конкретной системы. Однако некоторые вопросы до сих пор остаются невыясненными. В частности, значительную трудность представляет количественная оценка влияния взаимодействия пузырьков в звуковом поле на скорость их выделения из жидкости. Что касается диффузионного механизма процесса, то строгое математическое его рассмотрение сводится к решению задачи о нестационарной диффузии газа в колеблющийся пузырек, средний радиус которого изменяется во времени. Изложенные представления о механизме процесса дегазации для упрощенных задачи основаны на предположении о независимости различных его стадий. В действительности же эти процессы идут параллельно, поэтому все полученные оценки до известной степени являются приближенными.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ch. Devin, Survey of Thermal Radiation and Viscous Damping of Pulsating Air Bubbles in Water. — JASA, 31, N 12, 1654, 1959.
2. M. Minnaert. On Musical Air Bubbles and the Sounds of Running Water. — Phil. Mag., 16, 235, 1933.
3. E. Meyer, K. Tamm. Eigenschwingung und Dämpfung von Gasblasen in Flüssigkeiten. — Akust. Z., 3, 145, 1939.
4. F. D. Smith. On the Destructive Mechanical Effects of the Gas Bubbles Liberated by the Passage of Intense Sound through a Liquid. — Phil. Mag., 19, 1147, 1935.
5. M. L. Exner, W. Hampe. Experimental Determination of the Damping of Pulsating Air Bubbles in Water. — Acustica, 3, 67, 1953.
6. G. Houghton. Theory of Bubbles Pulsation and Cavitation. — JASA, 35, 9, 1387, 1963.
7. H. Pfriem. Zur thermischen Dämpfung in kugelsymmetrisch schwingenden Gasblasen. — Akust. Z., 5, 202, 1940.
8. G. Flynn. Physics of Acoustic Cavitation in Liquids. — Phys. Acoustics. A. P. N. Y., IB, London, 1964.
9. M. Strasberg. Gas Bubbles as Sources of Sound in Liquids. — JASA, 28, N 1, 20, 1956.
10. S. A. Elder. Cavitation Microstreaming. — Acustica, 31, 1, 54, 1959.
11. M. Lauer. Über die thermische Dämpfung von Blasen verschiedener Gas in Wasser. — Akust. Beih., 1, 12, 1931.
12. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. ИЛ, 1956.
13. M. L. Exner. Messung der Dämpfung pulsierender Luftblasen in Wasser. — Akust. Beih., 2, AB-25, 1951.
14. H. Haeske. Experimental Determination of the Damping of Pulsating Air Bubbles in Water in the Frequency Range 100 to 300 kc/s. — Acustica, 6, 266, 1956.
15. E. Carstensen, L. Foldy. Propagation of Sound through a Liquid Containing Bubbles. — JASA, 19, N 3, 481, 1947.

16. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкостей. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.
17. L. Bohn. Schalldruckverlauf und Spektrum bei der Schwingungskavitation. — *Acustica*, 7, N 4, 204, 1957.
18. G. W. Willard. Ultrasonically induced Cavitation in Water: A Step-by-Step Process. — *JASA*, 25, N 4, 669, 1953.
19. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., ГИТТЛ, 1959.
20. P. S. Epstein, M. S. Plesset. On the Stability of Gas Bubbles in Liquid-Gas Solutions. — *J. Chem. Phys.*, 18, N 11, 1505, 1950.
21. F. G. Blake. Techn. Mem. Harvard Univ. Acoust. Res. Lab., 12, 1949.
22. L. Pöde. David Taylor Model Basin. Rept. N 854, 1953.
23. D. G. Hsieh, M. S. Plesset. Theory of Rectified Diffusion of Mass into Gas Bubbles. — *JASA*, 33, N 2, 206, 1961.
24. О. А. Капустина. Исследование влияния ультразвука на процесс роста воздушного пузырька в воде. — *Акуст. ж.*, 11, вып. 1, 116, 1965.
25. B. E. Noltingk, E. A. Neppiras. Cavitation Produced by Ultrasonics. — *Proc. Phys. Soc.* 63B, N 9, 674, 1950; 64B, 1032, 1951.
26. A. Eller, H. G. Flynn. Rectified Diffusion during Nonlinear Pulsations of Cavitation Bubbles. — *JASA*, 37, 3, 493, 1965.
27. Ю. Я. Богуславский. О диффузии газа в полость при кавитации. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 1, 23, 1967.
28. M. Strasberg, Onset of Ultrasonic Cavitation in Tap Water. — *JASA*, 31, N 2, 163, 1959.
29. M. Strasberg. Rectified Diffusion: Comments on a Paper of Hsieh and Plesset. — *JASA*, 33, N 3, 359, 1961.
30. M. S. Plesset, D. Y. Hsieh. Comments of the Theory of Rectified Diffusion. — *JASA*, 33, N 3, 359, 1961.
31. W. Nyborg. Acoustic Streaming near a Boundary. — *JASA*, 30, 329, 1958.
32. Ю. Г. Статников. Микропотоки у газового пузырька в жидкости. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 3, 464, 1967.
33. О. А. Капустина, Ю. Г. Статников. О влиянии микропотоков на массопердачу в системе газовой пузырек—жидкость. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 3, 383, 1967.
34. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., 1953.
35. E. Mundry, W. Güth. Kinematographische Untersuchungen der Schwingungskavitation. — *Acustica*, 7, 241, 1957.
36. I. Schmid. Kinematographische Untersuchungen der Einzelblasenkavitation. — *Acustica*, 9, 321, 1959.
37. E. Meyer. Some New Measurements on Sonically Induced Cavitation. — *JASA*, 29, N 1, 4, 1957.
38. И. Г. Сиротюк. Кавитационная прочность воды и распределение в ней зародышей кавитации. — *Акуст. ж.*, 11, вып. 3, 380, 1965.
39. Физика и техника мощного ультразвука. Под ред. Л. Д. Розенберга, кн. II. Мощные ультразвуковые поля. Изд-во «Наука», 1968.
40. F. G. Blake. Bjerkness Forces in Stationary Sound Fields. — *JASA*, 21, N 5, 551, 1949.
41. D. E. Goldman, G. R. Ringo. Determination of Pressure Modes in Liquids. — *JASA*, 21, N 5, 270, 1949.
42. В. Ф. Казанцев. Движение газовых пузырьков в жидкости под действием сил Бьеркнеса, возникающих в акустическом поле. — *ДАН СССР*, 129, № 1, 64, 1959.
43. K. Yosioka, Y. Kawasima. Acoustic Radiation Pressure on a Compressible Sphere. — *Acustica*, 5, 167, 1955.
44. K. Yosioka, Y. Kawasima, H. Hirano. Acoustic Radiation Pressure on Bubbles and their Logarithmic Decrement. — *Acustica*, 5, 173, 1955.
45. R. W. Boyle, G. B. Taylor, D. K. Froman. — *Trans. Roy. Soc. Canada*, 23, 187, 1929.
46. Я. Зельдович. К теории образования новой фазы, кавитация. — *ЖЭТФ*, 12, вып. 11—12, 525, 1942.
47. А. Городецкая. Скорость поднятия пузырьков в воде и водных растворах при больших числах Рейнольдса. — *ЖФХ*, 23, вып. 1, 71, 1949.
48. Luchinger. *Kolloid-Z.*, 81, 180, 1923.
49. H. Allen. The Motion of a Sphere in a Viscous Fluid. — *Phil. Mag.*, 50, 323, 1900.
50. К. Шабалин. *ЖФХ*, 11, вып. 15, 1945.
51. О. А. Капустина. Влияние радиационного давления на скорость подъема воздушных пузырьков в воде. — *Акуст. ж.*, 14, вып. 3, 399, 1967.
52. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Физматгиз, 1953.
53. Лорд Рэлеи. Теория звука, т. II, § 352. Гостехиздат, 1955.
54. C. Eckart. Vortices and Streams Caused by Sound Waves. — *Phys. Rev.*, 73, 68, 1948.

55. Ю. Г. Статников, Н. Г. Семенова. Об установлении акустических течений. — Акуст. ж., 14, вып. 2, 300, 1967.
56. Г. Лэмб. Гидродинамика. ГТИ, 1947.
57. Л. Г. Лойцянский. Теория ламинарного пограничного слоя. М., 1965.
58. Э. А. Мелвин-Хьюз. Физическая химия. ИЛ, 1962.
59. W. K. Lewis, W. G. Whitman. Principles of Gas Absorption. — Industr. and Engng Chem., 16, 1215, 1924.
60. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., Судпромгиз, 1966.
61. М. Е. Архангельский. Воздействие акустических колебаний на процесс диффузии. — УФН, 92, 2, 181, 1967.
62. J. F. Ripken, J. M. Killen. Gas Bubbles: their Occurrence, Measurement and Influence in Cavitation Testing. — Symposium on Cavitation and Hydraulic Machinery, Sendai, Japan, 1962.
63. Lunge-Berl. Chemisch-technische Untersuchungsmethoden. I, 558, 1921.
64. S. K. Mukhopadhyay. Ultraschallabsorption in Wasser und ihre Abhängigkeit von Temperatur und Luftgehalt des Wassers. — Acustica, 6, 25, 1956.
65. K. S. Gyengar, E. G. Richardson. The Optical Detection of Cavitation Nuclei; Mechanical Engineering Research Laboratory Fluids, 55, 1958.
66. J. M. Hobbs. Determination of the Void Fraction of Flowing Liquids by Gamma Ray Absorption. National Engineering Laboratories, Fluids Report, 100, 1961.
67. M. Strasberg. Undissolved Air Cavities as Cavitation Nuclei, Cavitation in Hydrodynamics. — Proc. Sympos. at Nat. Phys. Lab., 6, N 13, 1, 1955.
68. J. F. Ripken, R. M. Olsen. A Study of the Influence of Gas Nuclei on Cavitation Scale Effects in Water-Tunnel Tests. — Univ. Minnesota, Project Rept, N 58, 1958.
69. W. T. Richards, A. L. Loomis. The Chemical Effects of High Frequency Sound Waves. — J. Amer. Chem. Soc., 49, 3086, 1927.
70. O. Lindström. Physico-Chemical Aspects of Chemically Active Ultrasonic Cavitation in Aqueous Solution. — JASA, 27, 4, 654, 1955.
71. В. Перельман. Краткий справочник химика. М.—Л., 1951.
72. R. Esche, P. Wenk. Moderne Ultraschallanlagen für Reinigung, Entgasung und Dispergierung. — Elektrotechn. Z., 5, 97, 1960.
73. А. П. Капустин. Дегазация жидкостей в ультразвуковом поле. — ЖТФ, 24, вып. 6, 1008, 1054.
74. А. П. Капустин. Влияние ультразвука на дегазацию жидкостей на частотах 40 и 500 кГц. — В сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», т. II. М., 1955, стр. 165.
75. Ch. Sørensen. Absorptions, Geschwindigkeits- und Entgasungsmessungen im Ultraschallgebiet. Dissertation, 1935. — Ann. Physik, 26, 121, 1936.
76. Г. И. Эскин, В. И. Слотин, Г. С. Кирюшин. К вопросу о влиянии материала излучателя ультразвуковых колебаний на процесс дегазации алюминиевых сплавов в ультразвуковом поле. — В сб. «Применение ультразвука в машиностроении». Минск, 1964, стр. 69.
77. О. А. Капустина. О кинетике процесса ультразвуковой дегазации жидкости в докавитационном режиме. — Акуст. ж., 10, вып. 4, 440, 1964.
78. О. А. Капустина. О зависимости степени и эффективности ультразвуковой дегазации жидкости от излучаемой мощности. — Акуст. ж., 9, 4, 424, 1963.
79. О. А. Капустина. Исследование механизма и основных закономерностей процесса ультразвуковой дегазации жидкостей. — Ультразвуковая техника, 5, 40, 1964.
80. О. А. Капустина. Sur la cinétique du processus de dégazage. V-ème Congrès International d'Acoustique. Liège, 7—14 septembre, D64, 1965.
81. Физические основы подводной акустики. Изд-во «Советское радио», 1955.
82. О. А. Капустина. О влиянии статического давления и температуры на дегазацию жидкостей в звуковом поле. — Акуст. ж., 14, вып. 1, 1968.
83. Л. О. Макаров. Составной пьезоэлектрический ультразвуковой преобразователь. Авт. свид. СССР № 140279 от 25.VII 1961 г.
84. А. В. Витковский. Бесконтактные высокочастотные виброметры. — Сборник докладов конференции по ультразвуку. М., 1960.
85. Ю. Я. Борисов. Измерение ультразвуковых полей в жидкости при наличии кавитации. Техн.-информ. бюлл. ОКБ электрохим. оборуд., 5 (11), 37, Л., 1959.
86. Физика и техника мощного ультразвука. Под ред. Л. Д. Розенберга, кн. I. Источники мощного ультразвука. Изд-во «Наука», 1967.
87. I. Kawasima. Theory of Threshold of Degasing Induced by Ultrasound. — J. Osaka Univ., 18, 27, 1961.
88. В. Е. Noltingk. The Effects of Intense Ultrasonics in Liquids. Handbuch der Physik. Encyclopedia of Physics, 11/2, 1962.
89. J. Gabrielli. Cavitation and Chemical Effects in Ultrasonic Stationary Field. — Acustica, 13, 3, 165, 1963.
90. F. Kruger. Entgasung von Glasschmelzen durch Schallwellen. — Glastechn. Ber., 16, 244, 1938.

91. Entgasung optischer Gläser mit Ultraschall. — *Umschau*, 1953.
92. В. Акуличев. Исследование возникновения и протекания акустической кавитации. Канд. дисс. (Акуст. ин-т). М., 1966.
93. R. Pohlman, E. G. Lierke. Über den Einfluss des Gasgehalt auf die Intensitätsgrenzen spezieller Kavitationsbereiche in niederviskosen Flüssigkeiten. — 5-ème Congrès International d'Acoustique, Liège, 1965, D35.
94. M. Degrois, B. Badilian. Etude de l'apparition et du développement de la cavitation dans les liquides soumis à des ultrasons, à l'aide d'un thermocouple. — *C. r. Acad. sci.*, 254, 1943, 1962.
95. А. Ескардт, Е. Еден. Entgasung optischer Gläser mit Ultraschall. — *Glass- und Hochvakuumtechnik*, 1, N2, 15, 1952.
96. М. Г. Сиротюк. Об энергетике и динамике кавитационной области. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 2, 265, 1967.
97. W. G ü t h. The Formation of Pressure Waves by Cavitation. *Cavitation in Hydrodynamics*. L. H. M. S. O., 7, 1956.
98. М. Г. Сиротюк. О поведении кавитационных пузырьков при больших интенсивностях ультразвука. — *Акуст. ж.*, 12, вып. 4, 499, 1961.
99. В. Г. Левич. Введение в статистическую физику. М., ГТТИ, 1954.
100. Фейнмановские лекции по физике, вып. 4, ИЛ, 1967.
101. А. Зоммерфельд. Термодинамика и статистическая физика. М., 1966.
102. Л. Р. Гаврилов. О распределении газовых пузырьков в воде по их размерам. — *Акуст. ж.*, 15, вып. 1, 25, 1969.
103. Б. Ильин, О. К. Экнадисянц. Влияние статического давления на фонтанирование жидкости под действием ультразвука. — *Акуст. ж.*, 16, вып. 4, 552, 1968.
104. Г. И. Эскин. Ультразвуковая обработка алюминия, изд-во *Металлургия*, 1960.
105. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. Изд-во «Наука», 1966.
106. Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Установка для получения фокусированного звука высокой интенсивности. — *Акуст. ж.*, 5, вып. 2, 206, 1959.
107. P. Westervelt. The Theory of Steady Rotational Flow Generated by a Sound Field. — *JASA*, 25, 1, 60, 1953.
108. М. Б. Альтман, В. И. Слотин, Н. П. Стромская, Г. И. Эскин. Изменение структуры и свойств алюминия и сплавов на его основе при обработке ультразвуком. — *Изв. АН СССР, ОТН. Metallургия и топливо*, № 3, 1959.
109. М. Б. Альтман, В. И. Слотин, Г. И. Эскин, Д. В. Виноградова. О воздействии упругих колебаний ультразвуковой частоты на процесс дегазации алюминиевых сплавов. — *Изв. АН СССР, ОТН. Metallургия и топливо*, № 9, 1958.
110. Н. А. Белюсов, Л. Б. Маслан, З. С. Чекалина. Оборудование для ультразвуковой дегазации алюминиевых сплавов. — В сб. «Промышленное применение ультразвука». М., 1965, стр. 43.
111. H. Seemann, H. Staats. Liessrinne zur Behandlung von Metallschmelzen mit Schall oder Ultraschall, патент № 957599, кл. 31 C, группа 1504, 1957.
112. H. Thielmann, H. Mass. Stahlgasung nach dem Umlaufend Gasungsverfahren. — *Stahl und Eisen*, N 5, 275, 1959.
113. Г. И. Эскин. Применение ультразвука для дегазации расплавленных металлов, изд-во *Машиностроения*, 1968.
114. Г. И. Эскин, В. И. Слотин, Г. С. Кирюшин. О некоторых сторонах механизма дегазации расплавов под действием ультразвуковых колебаний. — *Ультразвуковая техника*, 1, 31, 1966.
115. F. Krüger, W. Koosman. Verfahren zum Entgasen von Schmelzen. — 116. V. Klin. *Glasstechnik*, 16, 232, 1938.
117. B. Jones, D. Prisco, et al. *Aeroprojects*. Jan., 1955.
118. В. И. Семих, В. И. Образцов. О возможности дегазации углеводородных жидкостей в ультразвуковом поле. — *Ультразвуковая техника*, 2, 42, 1966.
119. Т. Ватанабэ, С. Сакаи. Применение ультразвука в химической промышленности. «Кюмикару эндживиярингу», 8, 2, 143, 1963; 8, 3, 265, 1963.
120. Б. Шароун. Информационные испытания дегазации фруктовых соков с помощью ультразвука и влияние ультразвуковых колебаний на витамин С. Международный симпозиум по применению ультразвука. Братислава, сентябрь 1962 г.
121. D. J. Chleck, C. A. Ziegler. Ultrasonic Degasing of Liquid Scintillators. — *Rev. Scient. Instrum.*, 28, 6, 466, 1962.
122. C. A. Ziegler, P. Seliger, I. Jaffe. Oxygen Quenching and Wavelength Shifters in Liquid Scintillators. *Phys. Rev.*, 99, 663, 1955.
123. E. B. Steinberg. Ultrasonics in Industry, *Proc. IEEE*, 53, 10, 1292, 1965.

ЧАСТЬ V

# ПОЛУЧЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ

*О. К. Экнадиосяңу*

## Часть V

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	339
Глава 1. Исследование акустического распыления жидкости . . . . .	339
Глава 2. Распыление жидкости в слое . . . . .	341
§ 1. Кинетика процесса . . . . .	341
§ 2. Характеристики аэрозоля . . . . .	343
§ 3. Интенсивность акустического распыления . . . . .	349
Глава 3. Распыление жидкости в фонтане . . . . .	353
§ 1. Кинетика процесса . . . . .	353
§ 2. Характеристики аэрозоля . . . . .	358
§ 3. Интенсивность акустического распыления . . . . .	360
§ 4. Влияние статического давления на фонтанирование жидкости под действием ультразвука . . . . .	364
Глава 4. Физический механизм процесса распыления . . . . .	366
§ 1. Общие соображения . . . . .	366
§ 2. Эффект Фарадея и выбрызгивание капель с поверхности жидкости . . . . .	370
§ 3. Распыление жидкости в слое . . . . .	373
§ 4. Распыление жидкости в фонтане . . . . .	374
§ 5. Скорость распыления в слое . . . . .	381
Глава 5. Энергетика процесса акустического распыления жидкости . . . . .	382
§ 1. Общие соображения . . . . .	382
§ 2. Распыление жидкости в слое . . . . .	383
§ 3. Распыление жидкости в фонтане . . . . .	383
Глава 6. Перспективы промышленного использования акустического распыле- ния . . . . .	384
§ 1. Распыление жидкости в фонтане . . . . .	384
§ 2. Распыление жидкости в слое . . . . .	386
§ 3. Распыление жидкости с подведением акустической энергии в ра- бочую зону через газ . . . . .	389
Литература . . . . .	391



## ВВЕДЕНИЕ

В аэрозольное состояние под действием акустических колебаний жидкость переходит на границе раздела газовой и жидкой сред. Акустическая энергия может быть подведена к зоне распыления как со стороны жидкости, так и со стороны газа. Обычно распыление жидкости, когда акустическая энергия подведена через газ, осуществляется звуковыми и низкочастотными ультразвуковыми колебаниями, так как ультразвук высокой частоты, распространяясь в газах, довольно быстро затухает. Если же акустическая энергия подводится через жидкости, коэффициенты затухания которых на порядки меньше, чем газов, распыление может осуществляться звуковыми, низкочастотными ультразвуковыми или высокочастотными ультразвуковыми колебаниями. Удобно принять следующую классификацию способов акустического распыления жидкости:

1. Распыление жидкости с подведением акустической энергии к рабочей зоне через жидкость:
  - а) распыление жидкости в слое,
  - б) распыление жидкости в фонтане.
2. Распыление жидкости с подведением акустической энергии к рабочей зоне через газ.

## Глава 1

### ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Эффект распыления жидкостей ультразвуком (на частоте 300 *кГц*) был обнаружен в классических работах Вуда и Лумиса [1]. Первое экспериментальное исследование физической природы распыления жидкостей ультразвуком выполнил Зольнер [2]. Качественные результаты этого исследования послужили основанием для предложенной Зольнером так называемой *кавитационной гипотезы* ультразвукового распыления жидкости. Поверхностно исследован аэрозоль, образующийся при распылении воды ультразвуком частоты 800 *кГц*, Штрейбел [3] предложил использовать ультразвуковое распыление в ингаляционной терапии. Исследование аэрозоля, образующегося при распылении воды сфокусированным ультразвуком частоты 2,4 *МГц*, было выполнено Маккобином [4]. Биза, Дирнагель и Эше [5—7] в результате многостороннего экспериментального исследования процесса распыления различных жидкостей в фонтане установили, что этот вид акустического распыления жидкости позволяет создать монодисперсный и высокодисперсный аэрозоль с регулируем-

мой плотностью и степенью дисперсности. Эти авторы предложили так называемую *капиллярно-волновую* гипотезу распыления жидкости акустическими колебаниями и создали универсальную, довольно простую конструкцию ультразвукового распылителя (с керамическим фокусирующим излучателем). Этот распылитель послужил прототипом серийного промышленного ингалятора типа «TUR» [8]. Распыление жидкости в слое при помощи низкочастотных (25 кГц) ультразвуковых колебаний впервые осуществил Кроуфорд [9], использовавший для этой цели пакетный магнестрикционный преобразователь.

По мере накопления экспериментальных результатов исследований аэрозоля, образующегося при акустическом распылении жидкости, капиллярно-волновая гипотеза стала привлекать к себе все более пристальное внимание исследователей. Для ее обоснования необходимо было изучить процессы возбуждения капиллярных волн на поверхности жидкости и возникновение неустойчивости, ведущей к образованию капель аэрозоля. Еще Фарадей [10] обнаружил, что период колебания в волнах, образующихся в тонком слое жидкости, находящемся на колеблющейся поверхности, вдвое больше периода возбуждающих колебаний. Рэлей [11, 12] показал, что, измерив длину капиллярных волн  $\lambda_k$  на поверхности жидкости, можно найти величину коэффициента ее поверхностного натяжения. В наше время теоретическое рассмотрение возбуждения фарадеевских волн проведено Малюжинцем. Исследование поведения поверхности жидкости, совершающей вертикальные колебания инфразвуковой частоты (до 30 Гц), выполнено Сорокиным [13], который установил, что при превышении некоторого порогового значения амплитуды колебаний на поверхности жидкости возникает сетка стоячих капиллярно-гравитационных волн, а при еще больших значениях амплитуды из гребней волн начинают формироваться капли, подбрасываемые на значительную высоту. Аналогичное исследование в широком диапазоне ультразвуковых частот (от 10 кГц до 1,5 МГц) выполнил Эйзенменгер [14]. Краткое сообщение о наблюдениях над процессом распыления расплава металла в слое при помощи акустических колебаний частоты 20—30 кГц опубликовано Керлиным [15]. Антонович [16] пришел к заключению, что при распылении жидкости в слое низкочастотными (20 кГц) ультразвуковыми колебаниями капли аэрозоля могут образовываться в результате действия различных по своему физическому механизму элементарных актов распыления. Ланг [17] установил, что существует постоянное соотношение между численно-медианным диаметром капель аэрозоля  $D_{\text{чм}}$ , образующегося при распылении расплавленного парафина акустическими колебаниями частоты 13, 130, 390 и 800 кГц и длиной капиллярной волны  $\lambda_k$ . Группа авторов (Оно Такаси, Накагава Ютака, Тории Цунэо и др. [18]) провела многостороннее экспериментальное исследование закономерностей процесса распыления жидкости в слое. Физический механизм процесса не исследовался.

Важным шагом в направлении к реальным представлениям о природе распыления жидкости акустическими колебаниями является теоретическое исследование механизма возбуждения капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности жидкости в слое, выполненное Пескиным и Рако [19]. Наиболее обширное и методически обоснованное экспериментальное исследование процесса распыления жидкости в слое принадлежит Штамму и Польману [20, 21]. Как и Ланг, эти авторы полагают, что существование постоянного соотношения между средним диаметром капель аэрозоля  $\bar{D}$  и длиной капиллярных волн  $\lambda_k$  служит веским доводом в пользу капиллярно-волновой гипотезы. По их мнению, кавитации в процессе распыления отводится негативная роль. В лаборатории Польмана создана экспериментальная ультразвуковая установка для изготовления высококачественных порошков из сравнительно легко-

плавких материалов. Прямое экспериментальное подтверждение правомерности капиллярно-волновой гипотезы получил Экнадиосянц [22] и независимо от него Штамм и Польшман [21], наблюдавшие при помощи киносъемки процесс образования отдельных капель аэрозоля при распылении жидкостей в слое.

Детальное исследование процесса распыления жидкостей в фонтане было проведено Розенбергом, Экнадиосянцем, Гершензон и Ильиным [23—26]. Экнадиосянц [27] показал, что необходимым условием распыления в фонтане является образование в его струе кавитационной области. Богуславский и Экнадиосянц [35] предложили новую так называемую *кавитационно-волновую* гипотезу акустического распыления жидкости. Результаты проведенного исследования использовали Иваццов, Геркен и Костин [28] для создания портативной установки для введения проб (в виде аэрозоля) в источник света при спектральном анализе. В своем докладе на V Международном акустическом конгрессе в Льеже Польшман и Лирке [29] предложили другую гипотезу — также некий компромисс между кавитационной и капиллярно-волновой гипотезами.

Совсем недавно появилась небольшая работа Фоглера и Тиммерхауса [30], в которой авторы пытаются привести новые доказательства правомерности капиллярно-волновой гипотезы в применении к распылению жидкости высокочастотными ультразвуковыми колебаниями. Эти доказательства они видят в идентичности расчетной и найденной экспериментально резонансных кривых распределения амплитуд колебаний в стоячей акустической волне в жидкости. Экспериментальная кривая проведена по точкам, соответствующим минимальным значениям напряжения на излучателе, при которых еще происходит распыление жидкости.

Как видно из краткого обзора, наряду с исследованиями, расширяющими представления о физической природе акустического распыления жидкости, предпринимались также попытки практического использования этого процесса. Некоторые аспекты промышленного использования акустического распыления жидкостей рассмотрены в гл. 6. В § 3 гл. 6 даны те сведения, которыми мы располагаем о природе и технических применениях способа распыления жидкостей с подведением акустической энергии к зоне распыления через газ.

## Глава 2

### РАСПЫЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ В СЛОЕ

#### § 1. Кинетика процесса

При распылении жидкости в слое аэрозоль образуется на поверхности слоя жидкости, разлитого на нормально колеблющейся поверхности излучателя. Наблюдения Антоновича [16], проведенные визуально и с помощью скоростной киносъемки, показывают, что механизмы образования аэрозоля при распылении жидкости в слое низкочастотными ультразвуковыми колебаниями бывают разные:

1) разрушение резонансных парогазовых пузырьков, пульсирующих вблизи поверхности жидкости;

2) воздействие ударных волн, образующихся в результате захлопывания кавитационных полостей у поверхности раздела жидкость—газ;

3) выплескивание жидкости над парогазовыми пузырьками, колеблющимися как целое у ее поверхности;

4) отрыв капелек жидкости от гребней стоячих капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности полусферических выступов, образованных парогазовыми пузырьками, пульсирующими у поверхности жидкости;

5) отрыв капелек жидкости от гребней стоячих капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности жидкости при отсутствии пузырьков.

Антоневич пришел к выводу, что вклад каждого из перечисленных механизмов каплеобразования в общее количество аэрозоля, образующегося при акустическом распылении жидкости, неодинаков. Основная часть аэрозоля образуется пятым, и в какой-то степени четвертым способами, т. е. в результате отделения капель от гребней капиллярных волн конечной амплитуды. При распылении жидкости, обладающей сравнительно большой вязкостью, основным бывает четвертый механизм. Второй механизм приводит к образованию крупных капель-брызг, диаметр которых на порядки больше диаметра капель, образующихся из капиллярных волн. В качестве примера на рис. 1 приведен снимок момента выбрызгивания таких капель при распылении трихлорэтилена акустическими колебаниями частоты 40 кГц на фоне тумана, образующегося другими способами каплеобразования. Внизу на снимке видно белое кавитационное облако, покрывающее поверхность преобразователя; темная полоса с белыми фонтанчиками брызг в верхней части, расположенная выше кавитационного облака, — слой жидкости, разлитой на поверхности преобразователя.

Для распыления жидкости в слое ультразвуком мегагерцевого диапазона Вуд и Лумис [1] использовали стеклянный концентратор — тонкую (3—4 мм в диаметре) и тонкостенную пробирку, суженную посередине. Пробирка устанавливалась вертикально в ультразвуковой фонтан так, чтобы ее дно находилось у основания фонтана. Жидкость наносилась на верхний конец концентратора; стекая, она образовывала тонкий слой на поверхности суженной части, где и происходило распыление.

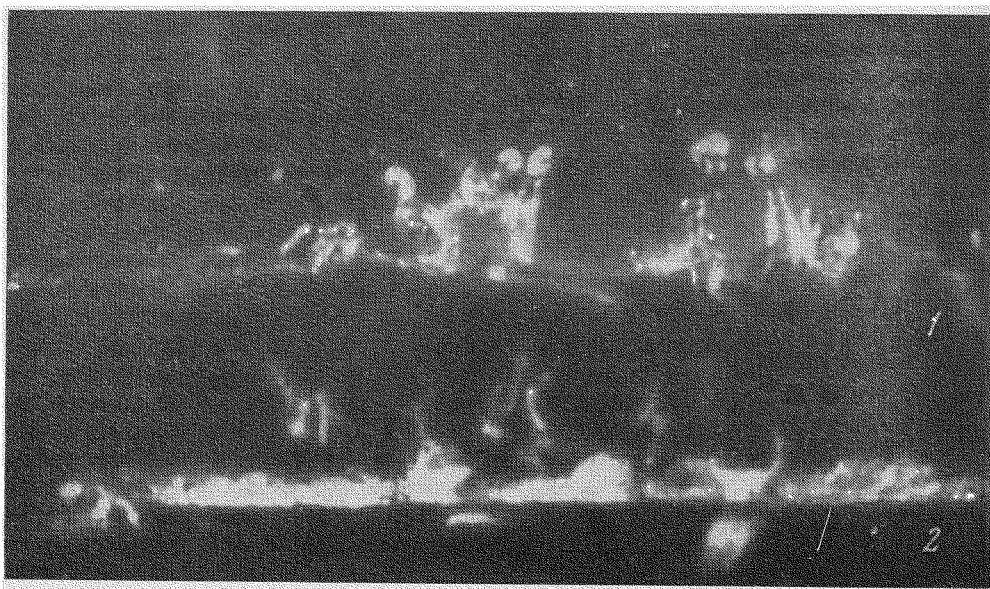


Рис. 1. Образование крупных капель-брызг под действием ударных волн  
1 — поверхность жидкости; 2 — кавитационное облако на поверхности излучателя

На первый взгляд эта картина распыления не отличается от распыления жидкости в фонтане, но скоростная киносъемка показала, что, в отличие от распыления жидкости в фонтане, распыление жидкости с помощью концентратора протекает в непрерывном режиме [31].

## § 2. Характеристики аэрозоля

Полидисперсное множество капель, получающихся при распылении жидкости акустическими колебаниями, может рассматриваться как статистическая совокупность. Наиболее полной характеристикой качества распыления является функция распределения капель аэрозоля, которая может быть выражена в виде аналитической формулы, таблицы или кривой распределения. Для многих технологических расчетов решающее значение имеют функции весового или объемного распределения капель аэрозоля. Функция распределения диаметров капель аэрозоля несет в себе наиболее полную информацию о физической природе процесса распыления жидкостей акустическими колебаниями. При этом, разумеется, необходимо, чтобы найденное распределение соответствовало аэрозолю первичного (исходного) состава. По мере хода процесса распыления, в результате акустической коагуляции состав аэрозоля может изменяться. Как известно, интенсивность акустической коагуляции возрастает с увеличением концентрации аэрозоля и с ростом уровня акустической энергии. Поэтому влияние коагуляции наиболее заметно сказывается при распылении жидкостей в режиме большой мощности акустических колебаний. При исследовании аэрозоля, образованного распылением сравнительно летучих жидкостей, следует также принимать во внимание изменение его дисперсного состава, вызванного испарением меньших капель и конденсацией пара вблизи более крупных капель. Этот процесс, протекающий в любых условиях, существенно интенсифицируется также при наложении мощного акустического поля [32, 33].

Распределение диаметров капель аэрозоля может быть выражено несколькими способами. Мы рассмотрим лишь некоторые из них, ибо впоследствии мы ими воспользуемся.

1. Гистограмма (столбчатая диаграмма рис. 2) представляет собой совокупность смежных прямоугольников, построенных на одной прямой линии. Площадь каждого прямоугольника пропорциональна частоте нахождения данной величины в изучаемой совокупности.

2. Дифференциальная кривая счетного распределения капель в аэрозоле — кривая (см. рис. 2), изображающая функцию  $f(D)$ , причем

$$\int_0^{\infty} f(D) dD = 1.$$

3. Интегральная кривая распределения диаметров по числу капель (рис. 3) — кривая, изображающая функцию  $F(D)$ , показывает, какая доля капель имеет диаметр больше или меньше данной величины  $D$ . Соответствующие функции распределения по числу капель получаются путем интегрирования функции  $f(D)$  от  $D$  до  $\infty$  (капли диаметром больше  $D$ ) и от 0 до  $D$  (капли диаметром меньше  $D$ ), т. е.

$$F_a(D) = \int_D^{\infty} f(D) dD, \quad F_b(D) = \int_0^D f(D) dD.$$

4. Кривая распределения диаметров капель аэрозоля в вероятностной сетке — интегральная кривая в системе координат, на одной оси кото-

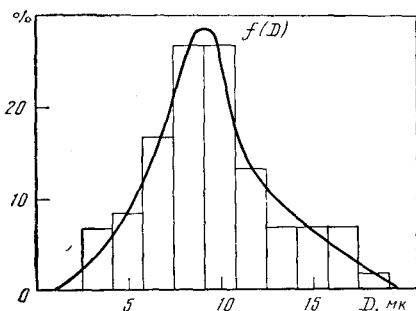


Рис. 2. Гистограмма (столбчатая диаграмма) и дифференциальная кривая счетного распределения

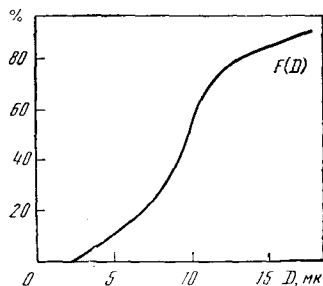


Рис. 3. Интегральная кривая распределения диаметров по числу капель

рой отложена доля капель в нормальном распределении, на другой — величина  $D$ .

5. Кривая распределения диаметров капель аэрозоля в вероятностно-логарифмической сетке отличается от предыдущей кривой тем, что на оси вместо величины  $D$  отложен ее логарифм.

Дисперсный состав аэрозоля, образованного акустическим распылением, как будет показано в дальнейшем, зависит от величин, характеризующих акустическое поле и распыляемую жидкость. Покажем, что основной величиной, определяющей дисперсный состав аэрозоля, является частота используемых колебаний. Гистограмма спектрального состава диаметров капель аэрозоля, образованного распылением воды акустическими колебаниями малой амплитуды частоты 40 кГц, представлена на рис. 4 [21]. Она заметно асимметрична относительно своего максимума. Гистограмма, построенная на основании этих же экспериментальных данных в полулогарифмической системе координат (рис. 5), приобретает более симметричный вид. Аналогичный вид имеют гистограммы распределения, найденные из анализа аэрозоля, образующегося при распылении воды акустическими колебаниями малых амплитуд частоты 21 кГц (рис. 6) и 53 кГц (рис. 7) [21]. Из сравнения гистограмм, приведенных на рис. 5—7 видно, что с увеличением частоты акустических колебаний максимум распределения и весь спектр диаметров сдвигаются в сторону их меньших значений. Симметрия приведенных гистограмм несколько нарушается вследствие появления небольшого максимума в районе малых диаметров (вблизи 13 мк).

При переходе к распылению воды акустическими колебаниями большой амплитуды гистограммы распределения претерпевают существенные изменения.

Сравним гистограмму распределения по диаметру капель аэрозоля (рис. 6), образующегося при распылении воды акустическими колебаниями малой амплитуды (амплитуда колебаний поверхности преобразователя  $A=4$  мк), частоты 21 кГц, с гистограммой распределения (рис. 8), найденной из анализа аэрозоля, образующегося при распылении воды акустическими колебаниями той же частоты, но в режиме больших амплитуд ( $A=25$  мк) [21]. Очевидно, что с возрастанием амплитуды колебаний спектр диаметров капель заметно расширяется и вместе с максимумом смещается в сторону больших значений диаметра. Аналогичным образом, с увеличением амплитуды колебаний изменяются гистограммы распределения по диаметру капель аэрозоля, образованного распылением легкого жидкого топлива акустическими колебаниями частоты 20,6 кГц [21]. Как полагают Штамм и Польшман [21], описанная эволюция гистограмм, вызванная переходом к распылению в режиме больших амплитуд,

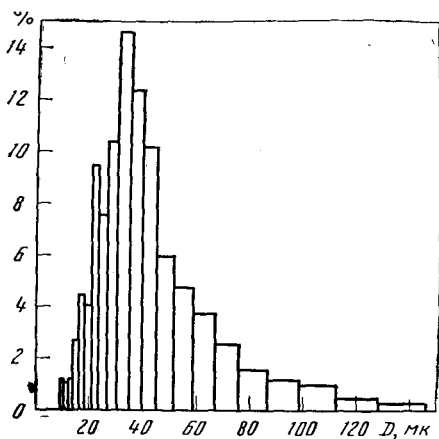


Рис. 4. Распределение капель аэрозоля по диаметрам ( $H_2O$ ,  $f=40$  кгц) в линейной системе координат

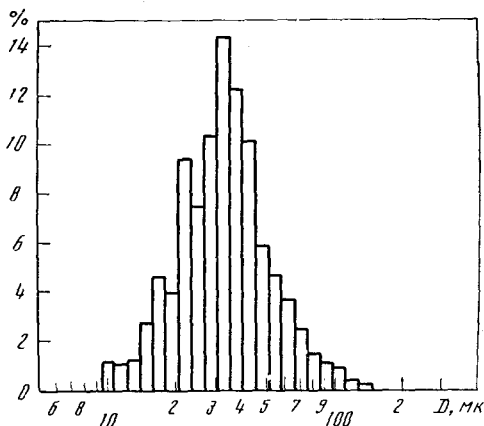


Рис. 5. Распределение капель аэрозоля по диаметрам ( $H_2O$ ,  $f=40$  кгц) в полулогарифмической системе координат

происходит вследствие интенсификации акустической коагуляции аэрозоля и появления кавитации, сопровождающейся образованием капель-брызг.

Присутствие газовых пузырьков в жидкости, распыляемой акустическими колебаниями, тоже может влиять на распределение диаметров капель аэрозоля. На рис. 9 представлена гистограмма распределения по диаметру капель аэрозоля, полученного при распылении газированной ( $CO_2$ ) минеральной воды акустическими колебаниями частоты 21 кгц в режиме малых амплитуд [21]. Хотя вся гистограмма на рис. 9 смещена относительно гистограммы, показанной на рис. 6, в сторону больших значений диаметра, присутствие газовых пузырьков в жидкости почти не сказывается на форме кривой распределения.

Экспериментальные точки, соответствующие приведенным гистограммам распределения, нанесены на рис. 10 в вероятностно-логарифмической сетке. Экспериментальные точки, соответствующие гистограмме распределения рис. 6, лежат практически на прямой. Это означает, что при распылении жидкости в слое акустическими колебаниями малой

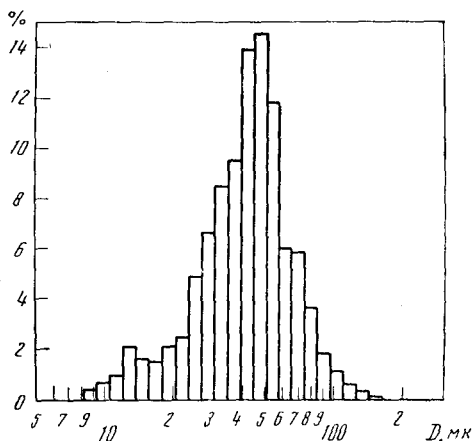


Рис. 6. Распределение капель аэрозоля по диаметрам ( $H_2O$ ,  $f=21$  кгц)

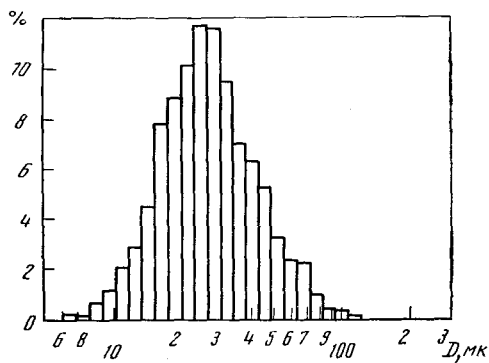


Рис. 7. Распределение капель аэрозоля по диаметрам ( $H_2O$ ,  $f=53$  кгц)

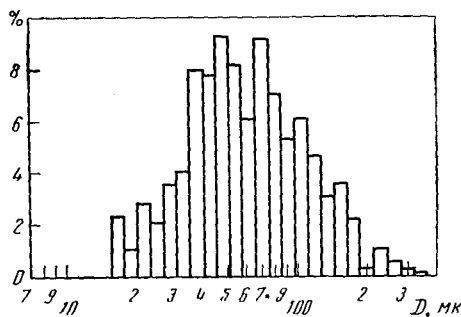


Рис. 8. Распределение капель аэрозоля по диаметрам ( $H_2O$ ,  $f=21$  кГц) при распылении в режиме больших амплитуд

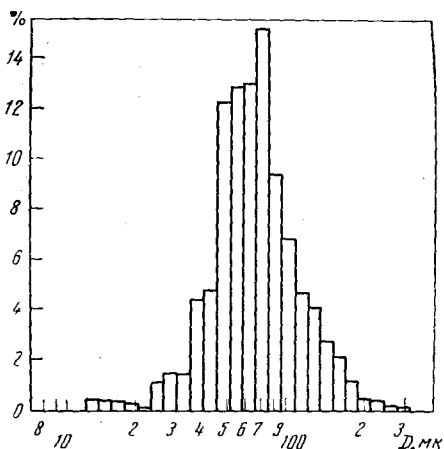


Рис. 9. Распределение капель аэрозоля по диаметрам при распылении газированной ( $CO_2$ ,  $f=21$  кГц) воды

амплитуды килогерцевого диапазона образуется система капель, распределение диаметров которых описывается нормально-логарифмической функцией распределения [21]. При распылении жидкости в слое акустическими колебаниями большой амплитуды экспериментально найденное распределение капель несколько отличается от нормально-логарифмического (2 на рис. 10); однако в первом приближении эта функция может быть использована для описания распределения капель аэрозоля по диаметрам. Несколько иные результаты приведены в работе [17], в которой исследовался дисперсный состав аэрозоля, образующегося при распылении расплавленного парафина в слое акустическими колебаниями малой амплитуды широкого диапазона частот. Диаметр частиц аэрозоля, образующегося при распылении расплава низкочастотными акустическими колебаниями, измерялся ситовым анализом, а при распылении высокочастотными акустическими колебаниями — микрофотографически. Результаты дисперсного анализа представлены в виде интегральных кривых на рис. 11, вычерченных так же, как и рис. 10 в вероятностно-логарифмической сетке. Большая часть экспериментальных точек, соответствующих аэрозолю, образованному распылением парафина акустическими колебаниями частоты 13 кГц, удовлетворительно ложится на прямую. Отклонение экспериментальных точек от прямой в районе малых диаметров можно объяснить погрешностями самого метода измерения диаметров (ситовой анализ). Три другие экспериментальные кривые рис. 11 заметно отличаются от прямых. Очевидно, что распределение капель по диаметрам при распылении расплава акустическими колебаниями более высоких частот значительно отклоняется от нормально-логарифмического. Гistogramмы спектрального состава диаметров капель аэрозоля, образованного распылением воды акустическими колебаниями частоты 20,8 кГц, приведены также в работе [18]. Они асимметричны в обычной системе координат. Однако делать какие-либо выводы из рассмотрения этих гistogramм вряд ли имеет смысл, так как они найдены в весьма грубом приближении и, кроме того, авторы не привели описания условий эксперимента.

Другой характеристикой статистической совокупности является средняя величина. В нашем случае это может быть, например, наиболее часто встречающийся диаметр капель  $D_0$ , численно- и массово-медианные диа-



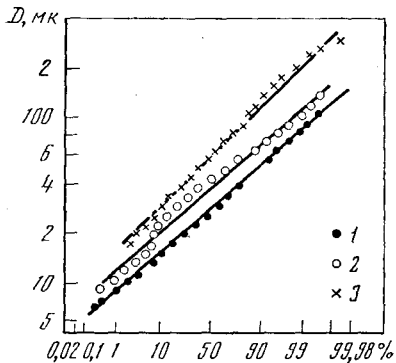


Рис. 10. Кривые распределения диаметров капель аэрозоля в вероятностно-логарифмической сетке ( $H_2O$ ,  $f = 21$  кгц)

1 — в соответствии с рис. 6; 2 — с рис. 8; 3 — с рис. 9

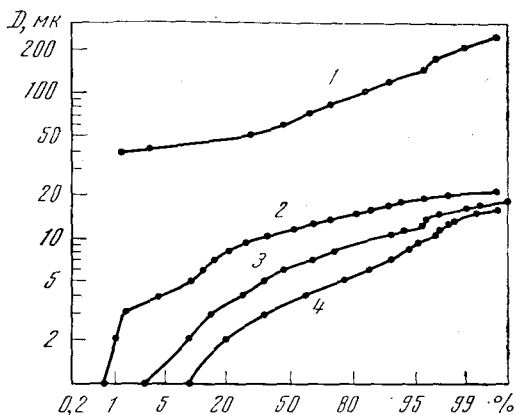


Рис. 11. Кривые распределения диаметров частиц парафина

1 — 13 кгц; 2 — 130 кгц; 3 — 390 кгц; 4 — 780 кгц

метры  $D_{\text{чм}}$  и  $D_{\text{зм}}$  и т. п. Численно-медианный диаметр определяется условием

$$F_a(D_{\text{чм}}) = F_b(D_{\text{чм}}) = 0,5,$$

где  $F(D)$  — функция интегрального распределения диаметров по их числу (см. выше). Аналогично определяется и  $D_{\text{зм}}$ . Реже используется еще одна средняя величина — мера рассеяния. В некоторых случаях и этого оказывается недостаточно, и тогда приходится вводить в рассмотрение еще ряд других характеристик. Вполне естественно стремление всех исследователей характеризовать с качественной стороны процесс распыления с помощью средних величин статистической совокупности, однако такой способ оценки качества распыления не всегда исчерпывающий.

Возникает вопрос, соответствует ли нормально-логарифмическое распределение первичному составу аэрозоля, образующемуся при распылении жидкости акустическими колебаниями? На этот вопрос Штамм и Польшман [21] отвечают положительно. Но этому выводу в известной степени противоречат результаты их более раннего исследования [20]. В этой работе, как и в работе [21], дифференциальные кривые распределения диаметров капель аэрозолей, образующихся при распылении воды и ртути акустическими колебаниями частоты 20 кгц, асимметричны в обычной системе координат. Однако приведенная в этой работе кривая распределения диаметров частиц аэрозоля, образованного распылением расплава  $S_n - P_b$  при  $t = 250^\circ \text{C}$ , имеет симметричную колоколообразную форму. Сами исследователи объясняют симметричность распределения отсутствием брызг, образующихся при захлопывании кавитационных полостей, полагая при этом, что расплав кавитационно прочнее, чем вода и ртуть. Естественно, однако, предположить, что симметричность распределения обусловлена предотвращением акустической коагуляции образующегося аэрозоля. При распылении расплава капли, по всей вероятности, успевают отвердевать раньше, чем сближались под действием сил акустического поля. Если наше объяснение симметричности кривой распределения диаметров частиц расплава правильно, то при распылении жидкости в слое диаметры капель в аэрозоле первичного состава распределяются скорее

в соответствии с нормальной, нежели с нормально-логарифмической функцией. К аналогичному выводу можно прийти, проанализировав экспериментальные результаты, приведенные в работе [17]. Интегральные кривые рис. 11 можно весьма приблизительно трансформировать в дифференциальные. Такая кривая, соответствующая частоте 13 кгц, вычерченная в обычной системе координат, асимметрична и по форме похожа на гистограмму на рис. 4. Дифференциальные кривые, соответствующие частотам 130, 390 и 780 кгц, симметричны и по форме похожи на уже упомянутую колоколообразную кривую распределения диаметров частиц аэрозоля, образованного распылением расплава  $S_n-P_b$ . Аналогичные результаты были получены нами [22] с помощью выдувания образующегося аэрозоля из активной зоны для предотвращения протекания его акустической коагуляции. Дифференциальные кривые распределения диаметров капель аэрозоля, образованного в таких условиях распылением дибутилфталата акустическими колебаниями малых амплитуд частоты 3,2, 19,1 и 30,0 кгц симметричны относительно своих максимумов в обычной системе координат (рис. 12). Как и у кривых распределения, показанных на рис. 5—7, симметрия кривых несколько нарушается небольшим дополнительным максимумом в районе микронных диаметров, причем положение дополнительного максимума на всех указанных частотах остается практически неизменным. На основании приведенных экспериментальных результатов можно заключить, что нормально-логарифмическая функция распределения может быть использована в технологических расчетах для приближенного описания распределения диаметров капель аэрозоля. Что же касается распределения диаметров капель аэрозоля первичного состава, то оно скорее описывается нормальной, чем нормально-логарифмической функцией.

Существование корреляции между длиной капиллярной волны  $\lambda_k$  на поверхности жидкости и средним диаметром  $\bar{D}$  капель аэрозоля — одна из основных закономерностей акустического распыления. Действительно,

$$\bar{D} = a\lambda_k, \quad (1)$$

где

$$a \approx \text{const}, \quad \lambda_k = \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\rho$  — плотность жидкости;  $f$  — частота используемых акустических колебаний. Штамп и

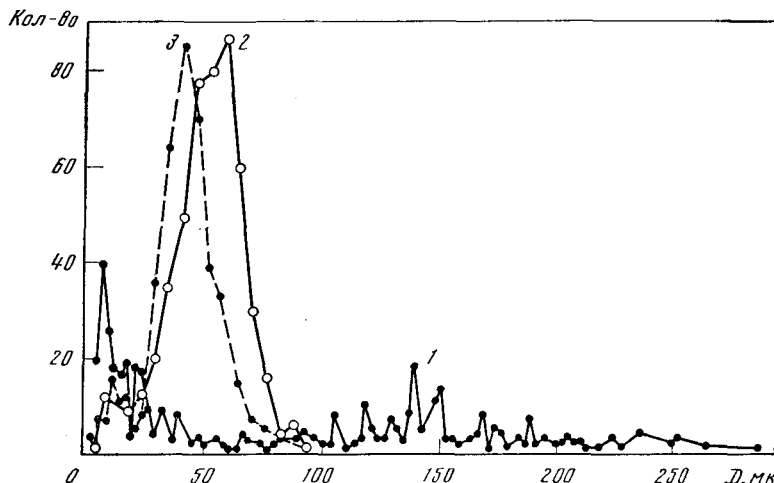
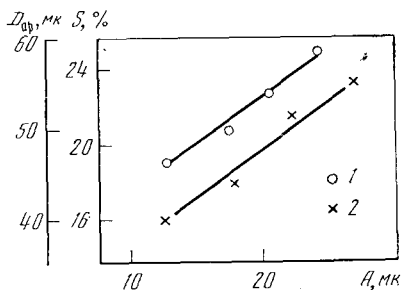


Рис. 12. Распределение капель аэрозоля по диаметрам (дибутилфталат)

1 — 3,2 кгц; 2 — 19,1 кгц; 3 — 30,0 кгц

Рис. 13. График зависимости среднеарифметического диаметра (1) и среднеквадратичного отклонения (2) от амплитуды колебаний



Польман [20, 21] сравнивают длины капиллярных волн с наиболее часто встречающимися диаметрами  $D_b$  капель аэрозоля, соответствующими максимумам дифференциальных кривых или гистограмм. Ланг [17] пользуется численно-медианным диаметром  $D_{чм}$  в качестве среднего диаметра для сравнения с  $\lambda_k$ . Такаси, Ютака и др. [18] характеризуют качество аэрозоля с помощью двух сводных характеристик: среднеарифметического диаметра  $D_{ар}$  капель и среднеквадратичного отклонения  $S$  диаметров капель от  $D_{ар}$ . В соответствии с выражениями (1) и (2),  $\lambda_k$ , а следовательно, и  $\bar{D}$  может изменяться при варьировании таких параметров жидкости, как  $\rho$  и  $\sigma$ , и в результате изменения частоты используемых акустических колебаний. Диапазон изменения величин  $(\sigma/\rho)^{1/3}$  ограничен 2,5 и 5 (в системе CGS), что соответствует одной октаве. Величина  $f^{-2/3}$ , входящая в выражение (2), может изменяться в практически неограниченных пределах.

Таким образом, в широких пределах варьирование величины  $\bar{D}$ , а следовательно, и степени дисперсности аэрозоля может быть достигнуто лишь изменением частоты акустических колебаний.

Величина среднего диаметра  $\bar{D}$  зависит также от величины амплитуды акустических колебаний. Эксперименты с распылением воды акустическими колебаниями частоты 20,8 кГц позволили установить [18], что при увеличении амплитуды колебаний преобразователя  $A$  линейно возрастает среднеарифметический диаметр  $D_{ар}$  капель аэрозоля (1 на рис. 13). Одновременно с возрастанием среднеарифметического диаметра происходит расширение всего спектра диаметров капель аэрозоля, о чем говорит возрастание среднеквадратичного отклонения  $S$  (2 на рис. 13) на этом же графике.

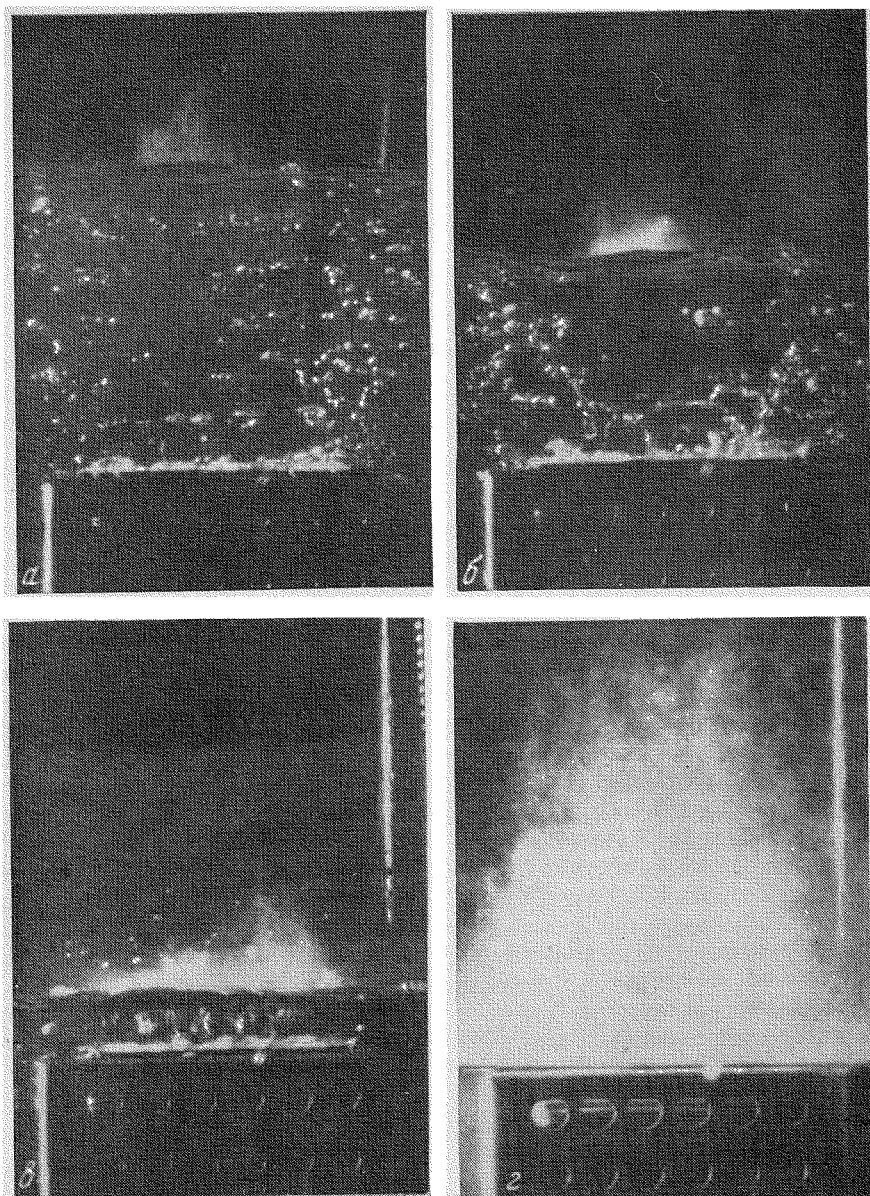
### § 3. Интенсивность акустического распыления

Фотоснимки, приведенные на рис. 14 [21], показывают, как качественно изменяется интенсивность распыления трихлорэтилена с помощью ультразвука постоянной мощности частоты 40 кГц при изменении толщины слоя  $h$ .

Положение пучностей смещения определяется визуально по газовым пузырькам. Наиболее интенсивное распыление получается при

$$h \ll \frac{\lambda}{2}. \quad (3)$$

Однако внутри этого интервала существует более тонкая и пока еще необъяснимая зависимость интенсивности распыления от толщины слоя, например при очень тонких слоях жидкости распыление прекращается. Распыление воды в слое акустическими колебаниями частоты 20 кГц ( $\lambda=75$  мм) и амплитуде поверхности преобразователя 30 мк происходит только в том случае, если  $0,4$  мм  $< h < 3,2$  мм, причем максимум интен-



**Рис. 14.** Возрастание интенсивности распыления трихлорэтилена с уменьшением толщины слоя

сивности соответствует толщине  $h \approx 0,8$  мм [16]. О том, что распыление прекращается при некоторой максимальной критической толщине слоя  $h_{кр}$  (где  $h_{кр} \ll \lambda/2$ ), указывает также работа [21]. На поверхности слоя жидкости, у которого  $h \leq h_{кр}$ , наблюдается сеть капиллярных волн, но распыление отсутствует. Предполагается [21], что возросшее гидродинамическое сопротивление и недостаток жидкости препятствуют образованию капиллярных волн большой амплитуды, необходимой для формирования капель аэрозоля.

Известно, что наличие в жидкости сравнительно небольшого количества резонансных газовых пузырьков на пути звуковой волны вызывает зна-

чительное ее затухание. Именно этим затуханием Штамм и Польшман объясняют упомянутое снижение интенсивности распыления при росте толщины слоя жидкости (см. рис. 14). Но, с другой стороны, резонансные газовые пузырьки, сосредоточенные вблизи поверхности озвучиваемой жидкости, могут интенсифицировать акустическое распыление. Оказалось, например, что сравнительно вязкая эмалевая краска распыляется ультразвуком частоты 20 кГц только под действием газовых пузырьков, пульсирующих у ее поверхности [16]. В работе [22] и независимо Штамм и Польшман [21] показали, что при появлении резонансного газового пузырька под поверхностью озвучиваемой жидкости распыление в этом участке поверхности начинается при меньших значениях амплитуды колебаний поверхности преобразователя, чем в отсутствие пузырька.

В качестве количественных характеристик интенсивности процесса распыления в исследованиях [20, 21] использовались величины, которые мы условно назовем *производительностью* и *скоростью* распыления. Производительность распыления  $II$  — это количество вещества в единицах объема, перешедшее в аэрозоль за единицу времени со всей поверхности распылительного устройства, или, иначе, это скорость убывания жидкости в резервуаре распылительного устройства. Скорость распыления  $II'$  (имеет размерность скорости) — это производительность распыления единицы площади рабочей поверхности распылительного устройства.

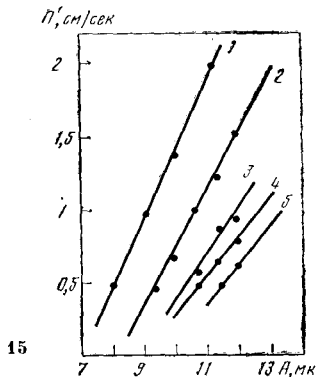
Штамм и Польшман [21] показали, что скорость распыления жидкости в слое оптимальной толщины (какой именно не указано) акустическими колебаниями частоты 20 кГц зависит только от величин амплитуды колебаний  $A$  поверхности излучателя распылительного устройства и от коэффициента динамической вязкости  $\eta$  этой жидкости.

На рис. 15 приведены экспериментальные кривые зависимости максимальной скорости распыления смесей глицерин—вода от амплитуды колебаний поверхности распылителя, колеблющейся с частотой 21 кГц. Максимальная скорость распыления соответствует оптимальной скорости подведения жидкости к рабочей поверхности распылительного устройства, колеблющегося с амплитудой  $A$ , и, следовательно, оптимальной (какой — не указывается) толщине слоя распыляемой жидкости. Из графика, приведенного на рис. 15, следует, что в данном диапазоне изменения коэффициента динамической вязкости  $\eta$  (от 1 до 5 *снз*) и амплитуды колебаний  $A$  (от 8 до 12 *мк*) поверхности распылительного устройства максимальная скорость распыления смеси глицерин—вода линейно зависит от амплитуды колебаний. На основании экспериментальных результатов, приведенных на рис. 15, можно установить также зависимость скорости распыления  $II'$  от величины коэффициента динамической вязкости  $\eta$  жидкости. Как показали Штамм и Польшман, произведение максимальной скорости распыления и коэффициента динамической вязкости смеси глицерин—вода (в приведенном диапазоне изменения  $\eta$  и  $A$ ) есть величина постоянная:

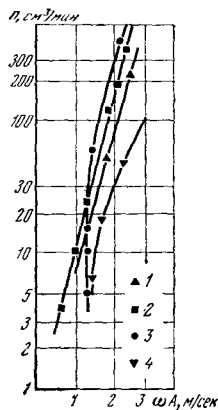
$$II' \cdot \eta = \text{const.} \quad (4)$$

Приведенная зависимость (4), как показали Штамм и Польшман [21], справедлива и для силиконовых масел, коэффициент динамической вязкости которых изменяется в пределах от 0,65 до 20,0 *снз*.

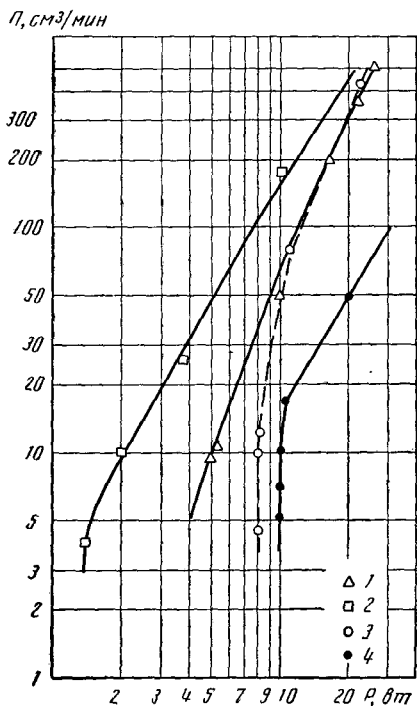
На рис. 16 представлены экспериментальные кривые зависимости производительности распыления воды от амплитуды скорости колебаний « $A$ » поверхности преобразователей [18], колеблющихся с частотой 18,5 (1), 20,0 (2), 25,5 (3) и 50,0 кГц (4). В этой же работе приведены экспериментальные кривые зависимости производительности распыления воды от мощности акустических колебаний  $P$  при тех же частотах (рис. 17). Кривые, приведенные на рис. 16 и 17, — это единственный имеющийся в нашем распоряжении экспериментальный материал, который может быть ис-



15



16



17

Рис. 15. График зависимости скорости распыления смесей глицерин—вода от величины амплитуды колебаний

1 — 1 *спз*; 2 — 2 *спз*; 3 — 3 *спз*; 4 — 4 *спз*; 5 — 5 *спз*

Рис. 16. График зависимости производительности распыления воды от величины амплитуды скорости колебаний

1 — 18,5 *кГц*; 2 — 20 *кГц*; 3 — 25,5 *кГц*; 4 — 50 *кГц*

Рис. 17. График зависимости производительности распыления воды от величины акустической мощности. Обозначения те же, что и на рис. 16

пользован хотя бы для качественного определения частотной зависимости производительности распыления. Из рассмотрения этих кривых можно заключить, что с увеличением частоты производительность распыления снижается. Это особенно заметно, если сравнить положение экспериментальных точек на прямолинейных участках кривых рис. 17, соответствующих частотам 20,0 и 50,0 *кГц*. Так, при постоянной мощности 20 *вт* производительность распыления ультразвуком частоты 20 *кГц* приблизительно в 8 раз больше производительности распыления ультразвуком частоты 50 *кГц*.

Воспользовавшись кривыми рис. 16, приняв их за взаимно параллельные кривые, можно приблизительно найти аналитическое выражение амплитудной зависимости производительности распыления. Найденное таким способом выражение

$$v = KA^4 \quad (5)$$

существенно отличается от указанной линейной зависимости  $P'$  от  $A$ . Однако это различие результатов исследований [21] и [18] — лишь кажущееся. Как следует из работы [18], с ростом амплитуды колебаний поверхности распылительной головки существенно возрастала площадь ее рабочей зоны, да и само распыление становилось неоднородным по всей ее поверхности. По-видимому, это обусловило существование столь ярко выраженной зависимости (5) между производительностью распыления и амплитудой колебаний поверхности распылительной головки.

## Глава 3

### РАСПЫЛЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ФОНТАНЕ

#### § 1. Кинетика процесса

Если направить из глубины жидкости на ее поверхность пучок мощных высокочастотных (мегагерцевых) ультразвуковых волн, то образуется так называемый ультразвуковой фонтан. В верхней части такого фонтана происходит распыление жидкости с образованием тонкого и стойкого тумана (рис. 18). Поверхность фонтана находится в сильном турбулентном движении, а распыление жидкости сопровождается характерным шипящим звуком [34]. Вместе с туманом образуются и довольно крупные брызги [5]. Используя фокусирующие устройства (линзу, вогнутое зеркало), можно получить ультразвуковой фонтан и при сравнительно небольших мощностях излучения. Особенно удобны для этого фокусирующие излучатели, при помощи которых создается ультразвуковой фонтан правильной формы, причем энергетические затраты невелики, а следовательно, используются установки небольших габаритов [5—7]. Если мощности излучения фокусирующего излучателя невелики, структура ультразвукового фонтана выглядит так, как показано на рис. 19, *а*; в основании фонтана имеется коническая часть, которую мы будем называть *вспучиванием*, в отличие от самой струи, как бы состоящей из бусинок сферической формы. С возрастанием частоты ультразвука диаметр бусинок уменьшается, от интенсивности звука (или напряжения на электродах излучателя) он не зависит. Область распыления расположена в нижней части струи, причем верхняя граница области находится на расстоянии нескольких миллиметров от конца вспучивания; наиболее интенсивно распыление протекает в средней части области.

При больших мощностях излучения струя уже не разбивается на бусинки, а приобретает цилиндрическую форму с неровной поверхностью (рис. 19, *б*) и диаметр струи определяется не столько частотой, сколько мощностью ультразвука. Даже на такой сравнительно высокой частоте, как, скажем 4 Мгц, можно получить струю диаметром 5—6 мм и более, тогда как при низкой интенсивности ультразвука этой же частоты бусинкообразная струя имеет диаметр порядка 0,5 мм [26]. При большей мощности излучения верхняя граница области перемещается по струе вверх, а размеры области существенно увеличиваются.

С помощью высокоскоростной киносъемки [24] удалось экспериментально подтвердить наличие мощного акустического поля рабочей частоты (в мегагерцевом диапазоне) в воздухе, вблизи струи фонтана и обнаружить вызванные им коагуляционные явления. Оказалось, что вслед за выделе-

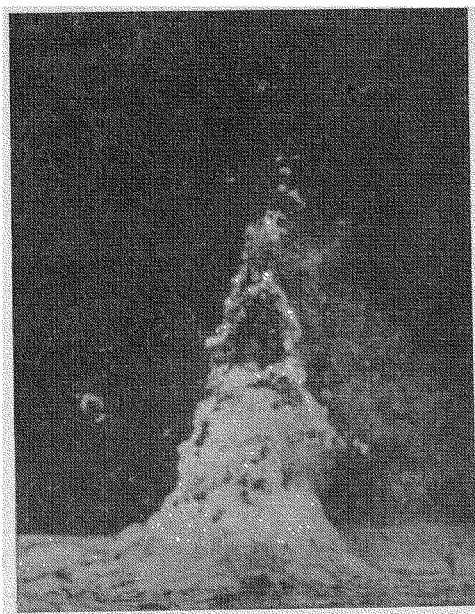


Рис. 18. Ультразвуковой фонтан, образованный плоским излучателем

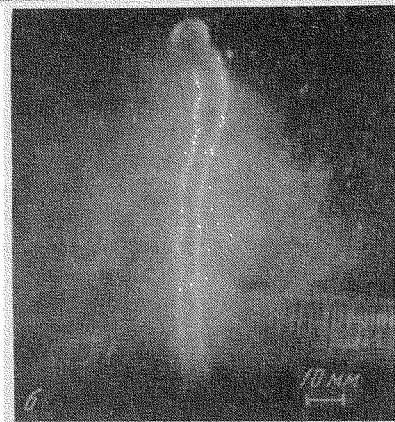
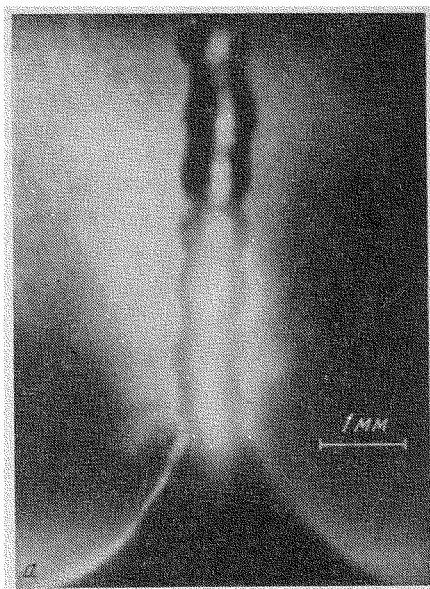


Рис. 19. Ультразвуковой фонтан

*a* — при небольших мощностях излучения фокусирующего излучателя; *б* — при больших мощностях излучения фокусирующего излучателя

нием тумана происходит расслаивание тумана, оставшегося вблизи струи, причем образующиеся полосы оказываются параллельными поверхности струи. На снимке, показанном на рис. 20, участок бусинкообразной струи и расслоившегося тумана получен с помощью высокоскоростной киносъемки [24]; диаметр бусинки около 1 мм. В некоторых случаях можно было проследить, как процесс расслоения тумана заканчивается образованием крупных капель. В тесной камере распылительного устройства и в условиях повышенного давления акустическая коагуляция протекает более интенсивно, и полосы расслоения тумана наблюдаются на значительном расстоянии от струи фонтана.

Распыление жидкости в фонтане возникает при превышении амплитуды акустических колебаний, или, что то же самое, превышении напряжения  $u$  на излучателе некоторого порогового значения  $u_n$ . Существование порога при распылении жидкости в фонтане и зависимость его величины от температуры и природы жидкости обнаружил еще Зольнер [2]. Ильин и Экнадиосянц [26] показали, что величина  $u_n$  прямо пропорциональна коэффициенту динамической вязкости жидкости. При напряжении на излучателе, незначительно превышающем пороговое, туман выбрасывается из струи фонтана в виде редких кратковременных ( $< 0,4$  мсек) взрывов, промежутки между которыми значительно больше времени, занимаемого



туманообразованием [23]. Форма выбросов разнообразна; обнаружены широкие и очень узкие, кинжальные выбросы тумана (рис. 21). Вместе с туманом, а иногда и без него из струи фонтана выбрасываются капли жидкости, диаметры которых на порядки больше диаметров капелек тумана. На рис. 22 приведены кадры, полученные в результате киносъемки струи фонтана со скоростью около 5000 кадров в 1 сек; стрелками показано направление развития процесса во времени. Вычисленные из обработки этих кадров скорости вылета из струи фонтана крупных капелек и порций тумана лежат в пределах от 1,3 до 16 м/сек [23]. Эти отдельные снимки иллюстрируют различные фазы кинетики распыления при напряжении, не намного превышающем пороговое [23, 35]. Взрыву бусинок, как правило, предшествует их посветление (рис. 22, б) в лучах осветительного устройства. В некоторых (редких) случаях возникшее посветление затем как бы рассасывается без взрыва (рис. 22, в). Приведен пример выделения тумана по нескольким симметричным относительно струи направлениям (рис. 22, г). Нередко на поверхности бусинок возникают очаговые посветления, которые вслед за тем либо исчезают, либо распространяются потом на всю поверхность одной или нескольких бусинок, после чего процесс может развиваться до тумановыделения (рис. 22, д).

Выделение тумана может происходить и при участии газовых пузырьков, пульсирующих вблизи поверхности струи (рис. 22, е, верхний кадр). Однако доля тумана, образующегося таким образом, совсем незначительна.

На основании наших наблюдений установлено, что процесс распыления жидкости в струе ультразвукового фонтана вблизи порога можно разбить на два этапа [23, 25]: первый — подготовительный, включает подъем жидкости в струе в среднем на высоту 1—3 мм, заканчивается появлением на поверхности бусинок очаговых посветлений (при скорости 1,2—1,6 м/сек жидкость в струе поднимается на указанную высоту за 1—2 м/сек); второй — основной, этап импульсного распыления; начинается с общего

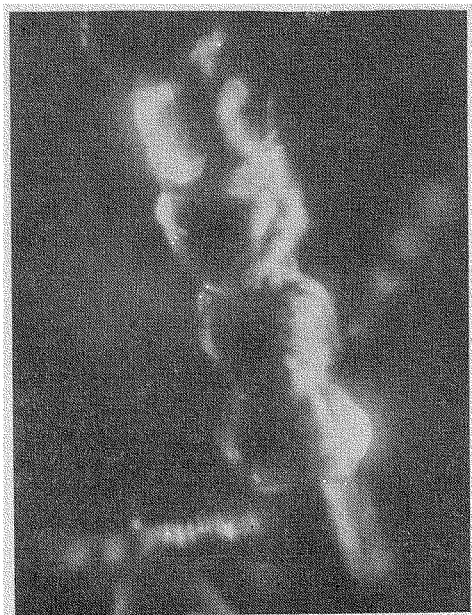


Рис. 20. Расслоение аэрозоля в процессе акустической коагуляции

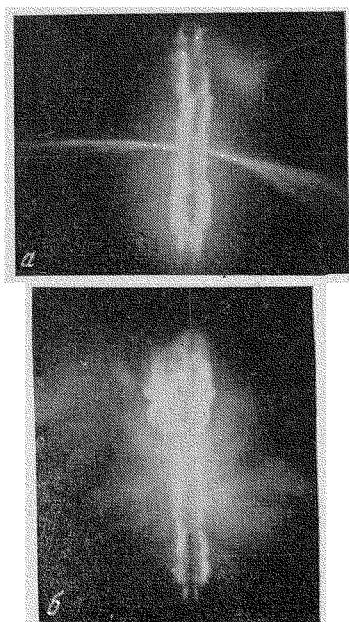
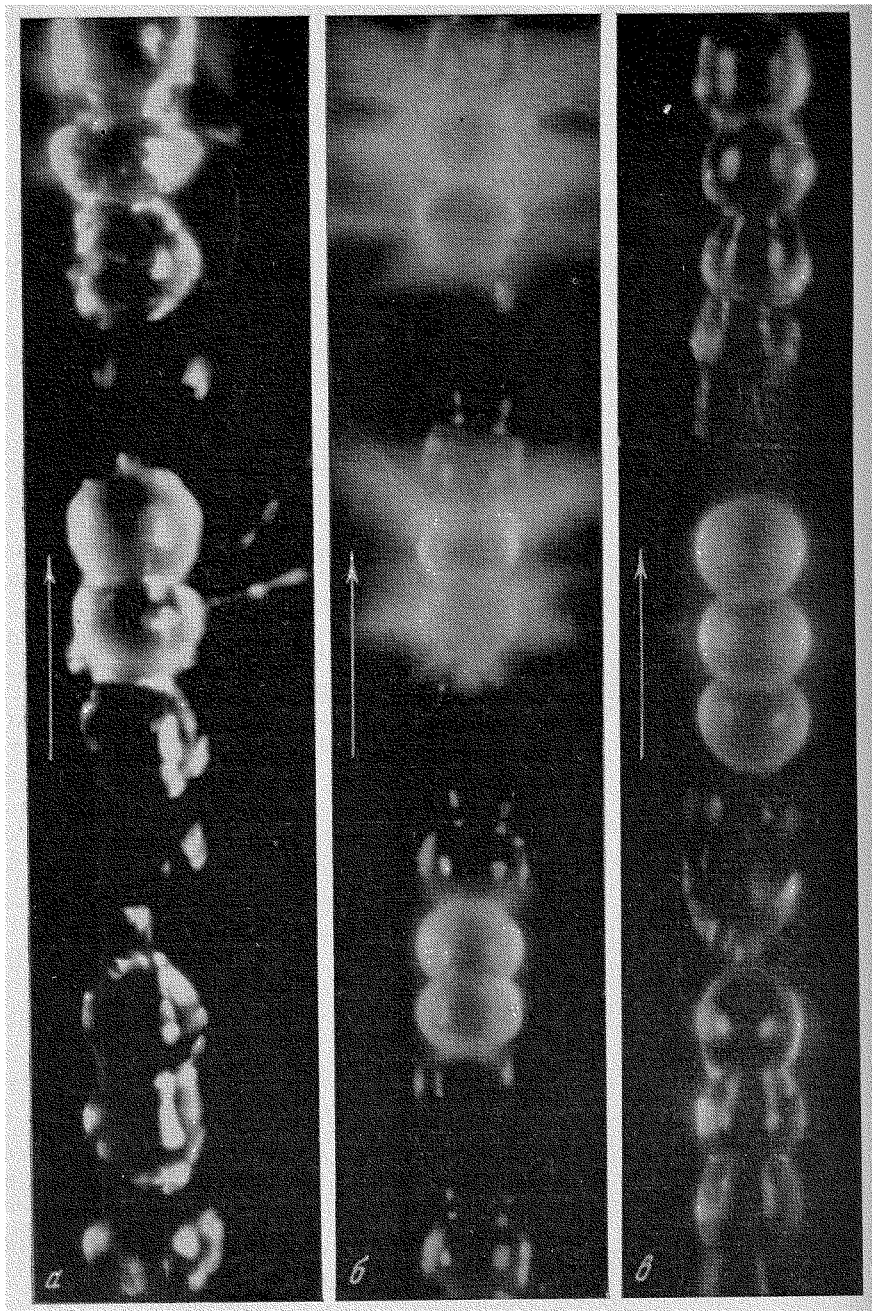


Рис. 21. Выброс аэрозоля  
а — узкий, кинжальный; б — широкий



**Рис. 22. Фазы развития процесса распыления**

*a* — выбрасывание из струи фонтана крупных капель жидкости; *б* — посветление и взрыв бусинок; *в* — недовозбуждение бусинок; *г* — выделение аэрозоля по симметричным направлениям; *д* — распространение посветления; *е* — выделение тумана при участии газовых пузырьков

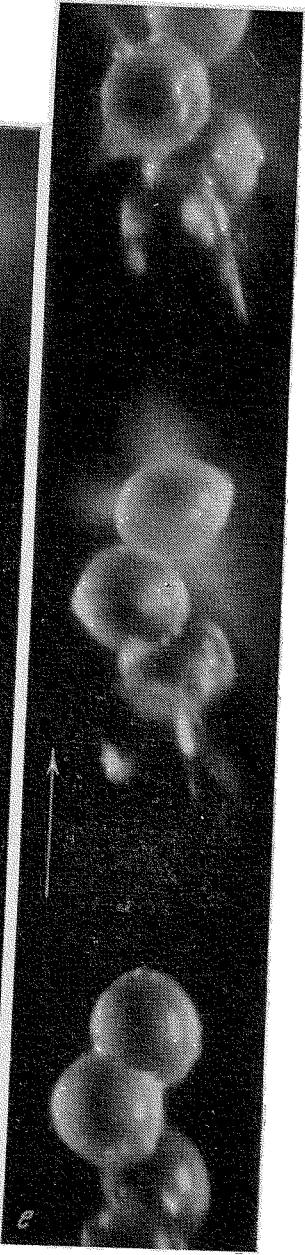




Рис. 23. Разрушение струи фонтана в некоторых режимах распыления

посветления одной или нескольких бусинок, которое наступает через 0,20—0,40 мсек после появления очаговых посветлений. Выделение тумана с поверхности посветлевших бусинок начинается через 0,20—0,25 мсек после возникновения общего посветления и длится около 0,40 мсек.

При мощности ультразвука (напряжении на электродах излучателя), значительно превышающей пороговую, кинетика распыления претерпевает существенные изменения: выделение тумана из струи происходит, по-видимому, непрерывно, во всяком случае, если производить съемки со скоро-

стями до 5000 кадров в 1 сек, обнаружить какие-либо импульсы туманообразования [26] невозможно. Туман выделяется не одновременно со всей поверхности области распыления струи, а из отдельных многочисленных ее участков, расположение которых непрерывно изменяется. Этот переход на непрерывное туманообразование с ростом мощности ультразвука происходит постепенно, причем наряду с возрастанием частоты импульсов тумановыделения увеличивается и число взрывных выбросов тумана, происходящих сразу в нескольких местах струи фонтана одновременно. Разумеется, для практики представляет интерес туманообразование в режиме большой мощности, однако физический механизм этого явления удобно изучать вблизи его порога, когда туманообразование имеет настолько отчетливый импульсный характер, что его можно обнаружить даже невооруженным глазом. При некоторых значениях напряжения на излучателе наблюдается препятствующее развитию туманообразования интенсивное разрушение струи с образованием крупных брызгосколков струи (рис. 23). Такое же явление может наблюдаться и при напряжении, незначительно превышающем пороговое [24]. Эксперимент показал, что этот нежелательный эффект устраняется небольшим изменением частоты напряжения питающего излучатель, причем эта расстройка колеблется в пределах от 10 до 15% резонансной частоты излучателя [36].

## § 2. Характеристики аэрозоля

Дисперсный состав аэрозоля, образующегося при распылении жидкости в фонтане, изучен еще меньше, чем дисперсный состав аэрозоля, получаемого распылением жидкости в слое. Гистограммы спектрального состава диаметров капель аэрозоля, образованного распылением водного 5%-ного раствора NaCl ультразвуком частоты 2,5 Мгц в полулогарифмической системе координат приведены в работе [37]. Способ измерения диаметров капель аэрозоля не указан, но на основании косвенных данных можно предположить, что был применен седиментометрический метод с фоторегистрацией. В качестве распылителя использовался серийный ультразвуковой ингалятор типа «TUR» [8]. Гистограммы 1 и 2 на рис. 24 получены в результате анализа дисперсного состава аэрозоля, проведенного сразу же после заполнения им помещения объемом 36 м<sup>3</sup>. В одном случае (гистограмма 1) температура распыляемого раствора поддерживалась при

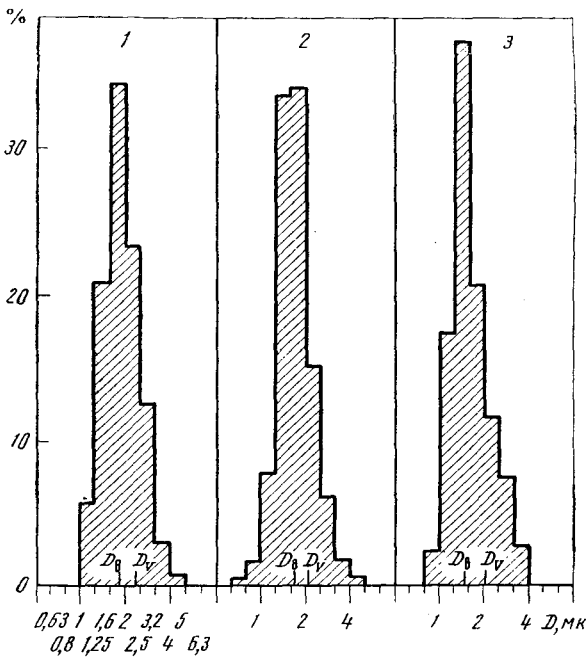


Рис. 24. Распределение капель аэрозоля по диаметрам в полулогарифмической системе координат

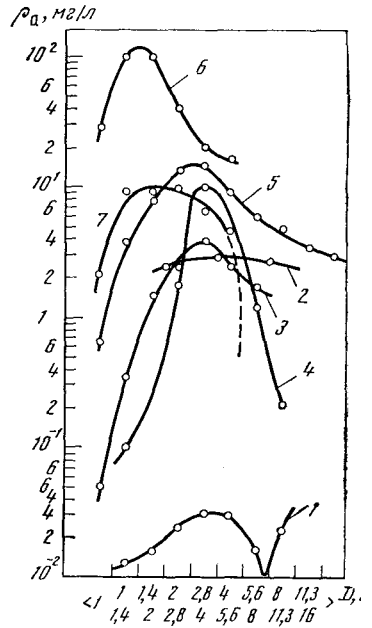


Рис. 25. Весовое распределение капель аэрозоля, образованного распылением водного раствора NaCl

$t=20-25^{\circ}\text{C}$ , в другом — при  $t=40^{\circ}\text{C}$  (гистограмма 2). Гистограмма 3 найдена через час после заполнения помещения аэрозолем, образовавшимся при распылении подогретого ( $t=40^{\circ}\text{C}$ ) раствора NaCl. Гистограммы 1 и 2, вычерченные в полулогарифмической системе координат, приблизительно симметричны и мало отличаются одна от другой. «Старение» аэрозоля (в течение 1 час), образованного распылением жидкости в фонтане, почти не изменяет его дисперсный состав.

Таблица 1

Характеристики аэрозоля, изменяющиеся в процессе «старения»

Время «старения», мин	$D_b$ , мк	$D_v$ , мк	$\rho_a$ , мг/л
0	1,68	2,02	6,0
20	1,68	2,07	4,0
30	1,56	1,99	3,0
60	1,52	1,98	1,6
12	1,44	1,91	0,5

$D_b$  — наиболее часто встречающийся диаметр;  $D_v$  — диаметр, соответствующий максимуму объемного распределения капель;  $\rho_a$  — плотность аэрозоля в мг/л.

Об устойчивости аэрозоля, образованного распылением водного 5%-ного раствора NaCl ультразвуком частоты 2,5 Мгц, свидетельствуют также данные табл. 1, в которой приведены некоторые сводные характеристики аэрозоля, изменяющиеся в процессе его «старения» после заполнения им помещения объемом  $36\text{ м}^3$  [37].

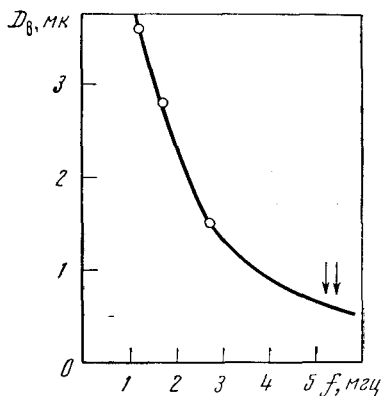


Рис. 26. Кривая частотной зависимости наиболее часто встречающегося диаметра капель

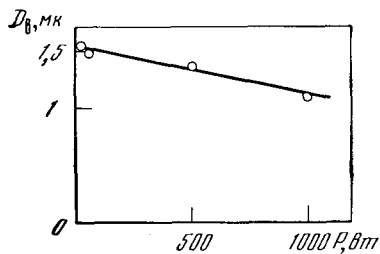


Рис. 27. Кривая зависимости наиболее часто встречающегося диаметра от мощности ультразвука

Кривые весового распределения капель аэрозоля, образованного распылением водного раствора NaCl в фонтане [5], приведены на рис. 25. Кривая 4 соответствует аэрозолю, образованному распылением ультразвуком частоты 1,2 Мгц, кривые 5 и 6 — частоты 2,7 Мгц (экспериментальные точки кривой 6 найдены при использовании ультразвука частоты 2,7 Мгц большой мощности), кривая 7 — частоты 5,4 Мгц. На этом же графике для сравнения приведены дифференциальные кривые весового распределения капель аэрозоля, образованного распылением жидкости дозами различных конструкций (кривые 1, 2 и 3). С увеличением частоты используемого ультразвука кривые весового распределения сдвигаются в сторону меньших значений диаметров. Такое же смещение кривых происходит при увеличении мощности ультразвука (ср. кривые 5 и 6). Знать весовое распределение необходимо при проведении многих технологических расчетов, в которых планируется использование аэрозоля, однако оно очень мало дает для понимания физического механизма процесса распыления. Из работы [5] видно, что исследователи находили также и счетное распределение, однако они не привели его в статью, ограничившись только указанием диаметров, соответствующих максимумам распределений.

Сравнения величин  $\bar{D}$  и  $\lambda_k$  может быть проведено (см. § 2 гл. 2) на основании экспериментальных результатов всего только двух работ [5] и [37]. В работе [5] приведена кривая зависимости  $D_b$  от  $f$  (рис. 26), найденная экспериментально. Стрелки на графике указывают тот участок кривой, где она проведена весьма предположительно. В других работах [3, 4] указаны весьма приблизительно границы спектра диаметров капель аэрозоля. Этих данных явно недостаточно, чтобы обнаружить закономерности распыления жидкости в фонтане.

В противоположность распылению жидкости в слое, при распылении ее в фонтане увеличение мощности ультразвука частоты 2,7 Мгц сопровождается уменьшением наиболее часто встречающегося диаметра  $D_b$  (рис. 27) [5].

### § 3. Интенсивность акустического распыления

Если ультразвуковой фонтан, в котором происходит распыление жидкости, создается с помощью фокусирующего устройства, то толщина слоя жидкости  $h$  (расстояние от уровня жидкости до полюса фокусирующего устройства) должна быть равна его фокальному расстоянию  $\Phi$ , или иначе,

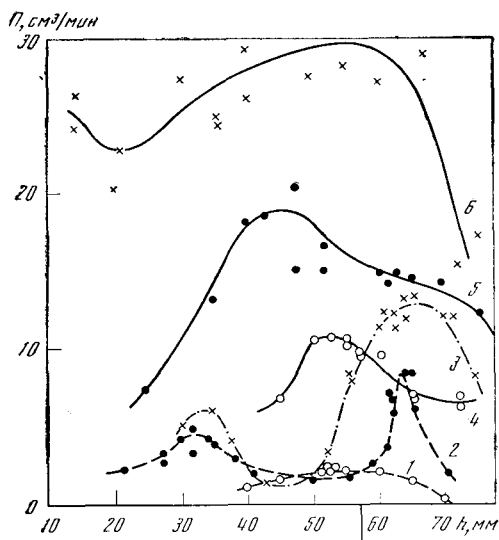


Рис. 28. График зависимости производительности распыления от высоты уровня жидкости

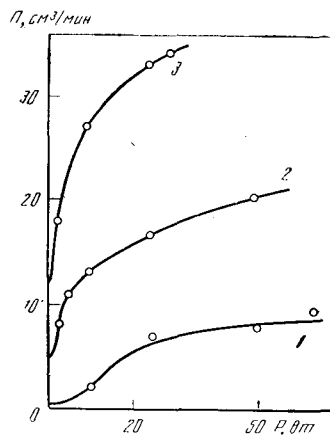


Рис. 29. График зависимости производительности распыления от мощности ультразвука

1 — вода; 2 — BV-Aral; 3 — бензин

фокус излучателя должен быть совмещен с уровнем жидкости. Однако, как показали Биза, Дирнагль и Эше [5], максимум производительности распыления не всегда в точности соответствует условию  $h = \Phi$ . На рис. 28 приведены найденные ими кривые экспериментальной зависимости производительности распыления  $\Pi$  бензина и воды от высоты уровня жидкости  $h$  над поверхностью излучателя, колеблющегося с частотой 1,2 Мгц. На оси  $h$  чертой отмечено положение фокуса излучателя. При распылении воды в режиме сравнительно небольшой мощности излучения (кривая 1) оптимальная высота уровня жидкости над поверхностью излучателя действительно равна фокальному расстоянию

$$h_{\text{опт}} = \Phi.$$

С увеличением мощности излучения оптимальная высота уровня жидкости растет и становится больше фокального расстояния (кривые 2 и 3)

$$h_{\text{опт}} > \Phi.$$

При распылении бензина как в режиме небольшой мощности излучения (кривая 4), так и в режиме большой мощности (кривые 5 и 6) оптимальная высота уровня жидкости меньше фокального расстояния излучателя

$$h_{\text{опт}} < \Phi.$$

Таким образом, хотя оптимальная (т. е. соответствующая максимальной производительности распыления) высота уровня жидкости над поверхностью излучателя в основном задается фокальным расстоянием фокусирующего излучателя, она может несколько изменяться в одну и в другую сторону, в зависимости от мощности излучения и природы распыляемой жидкости.

На рис. 29 представлены кривые экспериментальной зависимости производительности распыления трех жидкостей от мощности излучения, сфокусированного ультразвука частоты 2,7 Мгц [5]. Характер изменения

производительности распыления всех жидкостей с возрастанием мощности излучения приблизительно одинаков. Отмечается крутой подъем кривых в режиме небольших мощностей, а затем, по мере увеличения мощности излучения — перегиб кривой и постепенное возрастание производительности распыления, с некоторой тенденцией к насыщению. Обращает на себя внимание непонятная небрежность построения экспериментальных кривых этого графика; в соответствии с рис. 29, производительность распыления этих жидкостей неработающим излучателем не равна нулю, что, естественно, лишено смысла.

Гершензон и Экнадиосянц [25] экспериментально исследовали зависимость производительности распыления различных жидкостей ультразвуком при постоянной мощности и при одной и той же частоте  $2 \text{ Мгц}$  от их физико-химических свойств. Они установили, что производительность зависит только от величин давления насыщенных паров  $p_n$ , коэффициента динамической вязкости  $\eta$  и коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$  жидкости:

$$P^2 \sim \frac{p_n}{\eta\sigma}. \quad (6)$$

Все величины, входящие в выражение (6) и особенно  $p_n$ , есть функции температуры, причем величина  $p_n/\eta\sigma$  растет с увеличением температуры жидкости [31].

Показано [25], что выражение (6) остается справедливым не только при варьировании отношения  $p_n/\eta\sigma$  подбором жидкостей, имеющих различные значения величин  $p_n$ ,  $\eta$  и  $\sigma$  при фиксированной температуре, но и при изменении температуры одной выбранной жидкости. Таким образом, распыление данной жидкости может быть интенсифицировано не только за счет увеличения мощности ультразвука, но и повышения температуры этой жидкости.

Возрастание производительности распыления при увеличении температуры жидкости обнаружил еще Зольнер [2], однако он не привел никаких экспериментальных данных, подтверждающих это наблюдение.

Исследование дисперсного состава аэрозолей [31], образующихся при распылении ультразвуком частоты  $2 \text{ Мгц}$  холодной и нагретой жидкости, показало, что диаметр капель аэрозолей и форма кривой распределения диаметров не изменяются при возрастании производительности распыления, вызванном нагреванием распыляемой жидкости. Это означает, что возрастание производительности распыления при увеличении температуры распыляемой жидкости вызывается только ростом числа капель аэрозоля, а не изменением степени его дисперсности.

Влияние добавок поверхностно-активных веществ на протекание распыления жидкости в фонтане впервые исследовал Маккобин [4]. Он наблюдал прекращение распыления воды при растворении в ней мыла. Интересно отметить, что растворение мыла, подавляя процесс диспергирования жидкости, не сказывалось на образовании и высоте фонтана. Мыло как поверхностно-активное вещество вообще применять нецелесообразно, так как при растворении в воде мыло образует гель, что может изменить условия распространения звука в жидкости. В работе [31] в качестве поверхностно-активного вещества использован состав ОП-7, образующий при растворении в воде и других жидкостях истинные растворы. Установлено, что присутствие в воде ОП-7 в количестве десятых долей процента приводит к значительному снижению производительности распыления. С увеличением концентрации ОП-7 до 1—2% производительность распыления снижается на 30—35%, а затем, с дальнейшим возрастанием концентрации, остается практически неизменной. Изменения производительности распы-



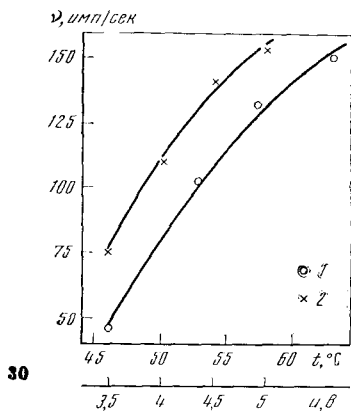


Рис. 30. Зависимость частоты импульсного распыления изобутилового спирта от температуры (1) и от напряжения (2)

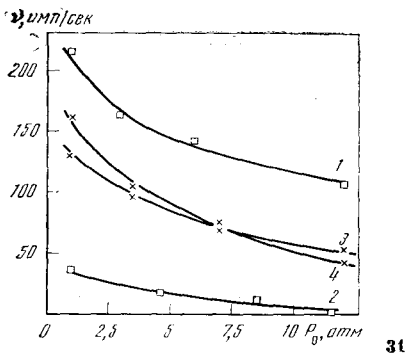


Рис. 31. Зависимость частоты импульсов распыления от полного статического давления

ления таких органических жидкостей как ацетон, бензин и четыреххлористый углерод при растворении в них ОП-7 не обнаружено. Величина коэффициента поверхностного натяжения этих жидкостей также практически не изменяется при растворении в них поверхностно-активных веществ. Снижение производительности распыления воды при растворении в ней поверхностно-активных веществ находится в противоречии с представленной выше зависимостью  $\Pi$  от  $p_n$ ,  $\eta$  и  $\sigma$ . При описании механизма процесса распыления мы покажем, что это противоречие лишь кажущееся.

Насколько нам известно, исследования зависимости интенсивности распыления жидкости в фонтане от частоты акустических колебаний никто не проводил.

Когда напряжение на излучателе незначительно превышает пороговое, интенсивность распыления жидкости в фонтане может быть охарактеризована частотой импульсов распыления  $\nu$ . Этот способ оценки интенсивности распыления жидкости в фонтане удобен при исследовании физики процесса, однако он вряд ли может представлять интерес для практического использования.

На рис. 30 приведен экспериментальный график зависимостей частоты импульсов распыления  $\nu$  изобутилового спирта от температуры (1) при постоянном напряжении частоты 2 Мгц и от напряжения  $u$  (2) при постоянной температуре [26]. Из графика видно, что с увеличением напряжения и температуры жидкости частота импульсов распыления монотонно возрастает.

Ильин и Экнадиосянц [26] показали, что как дегазация жидкости, так и создание избыточного статического давления газа над ней подавляет процесс распыления ее в фонтане. Например, в результате дегазации тетралина и изобутилового спирта частота импульсов распыления этих жидкостей снижалась приблизительно в полтора раза. При распылении тетралина экспериментальные кривые зависимости частоты импульсов распыления от полного статического давления  $p_0$  воздуха над жидкостью имеют вид, показанный на рис. 31, где кривая 1 соответствует напряжению на излучателе 7,3 в, кривая 2 — напряжению 5,0 в. Аналогичная зависимость (кривые 3 и 4) получена и для изобутилового спирта. Кривые 3 и 4 проведены по точкам, соответствующим двум сериям измерений при одной и той же температуре и одинаковом напряжении на излучателе.

#### § 4. Влияние статического давления на фонтанирование жидкости под действием ультразвука

Рассматриваемый способ акустического распыления связан с наличием ультразвукового фонтана, поэтому любое измерение режима фонтанирования может отразиться также на процессе распыления жидкости.

Изменение высоты ультразвукового фонтана в зависимости от статического давления впервые было установлено Бюснелем и Дегруа [38], использовавшими для создания фонтана плоский излучатель, работающий на частоте 1 Мгц. На рис. 32 приведен полученный ими график зависимости высоты  $H$  водяного фонтана от избыточного статического давления  $p'_0$  воздуха над жидкостью. С возрастанием избыточного давления высота фонтана изменяется в соответствии с кривой  $a$ , а с понижением давления — в соответствии с кривой  $b$ . Кривая  $c$ , занимающая промежуточное положение между кривыми  $a$  и  $b$ , показывает изменение высоты фонтана при понижении избыточного давления по кривой с 10 до 2,5 атм, с последующим его увеличением. Бюснель и Дегруа сообщают, что аналогичные результаты они получили, экспериментируя с другими жидкостями (эфир, спирт, масла и др.). С переходом от одной жидкости к другой несколько изменялись абсолютные величины, но общий вид зависимостей  $H$  от  $p'_0$  оставался неизменным. Ильин и Экнадиосянц [39], проводя аналогичные эксперименты, создавали фонтан с помощью ультразвуковых фокусирующих излучателей. При этом для образования фонтана можно было обойтись сравнительно небольшими мощностями; фонтан был устойчив и имел правильную форму, что облегчало измерения.

На рис. 33 приведены экспериментальные [39] кривые зависимости высоты фонтана в воде от избыточного статического давления газовой среды (воздуха). Верхняя ветвь кривой 1 соответствует увеличению избыточного давления в свежей водопроводной воде, нижняя — отражает изменение высоты фонтана при снижении давления до атмосферного. Напряжение на излучателе, имеющем частоту собственных колебаний 2,0 Мгц, в течение всего эксперимента поддерживалось постоянным. В этой работе [39] показано, что совсем другие результаты получаются при проведении того же эксперимента с тщательно дегазированной (вакуумированной с наложением ультразвука) дистиллированной водой. Кривая изменения высоты фонтана (кривая 3) в такой воде не имеет провала, а прямой ход полностью совпадает с обратным. С увеличением избыточного давления происходит лишь незначительное монотонное уменьшение высоты фонтана. При давлении 10 атм высота фонтана уменьшается не более чем на 6% от первоначальной (при  $p'_0=0$ ). При повторном измерении изменения высоты фонтана в этой же воде без ее дополнительной дегазации оказалось, что на кривой  $H$  появляется небольшой провал, глубина которого растет с увеличением количества циклов повторных измерений. Это объясняет гистерезис кривой зависимости высоты фонтана  $H$  от величины избыточного давления  $p'_0$ . Кривая 2 на рис. 33 соответствует эксперименту с дистиллированной водой, отстоявшейся в течение длительного времени (без дегазации). По своему типу эта кривая занимает промежуточное положение между кривыми 1 и 3. Ильин и Экнадиосянц исследовали экспериментально зависимость высоты фонтана в органических жидкостях (тетралин, фталаты, спирты) от величины избыточного статического давления воздуха над жидкостями. Найденные в результате этих экспериментов кривые похожи на кривую 3 рис. 33. Таким образом, эти экспериментальные результаты позволили установить, что характерный провал на кривых изменения высоты фонтана есть свойство, присущее только недегазированной воде. Тщательно дегазированная вода и органические жидкости этим свойством не обладают.

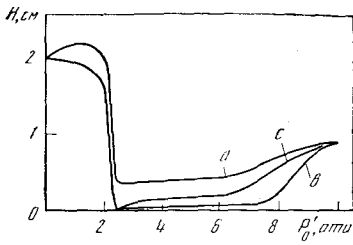
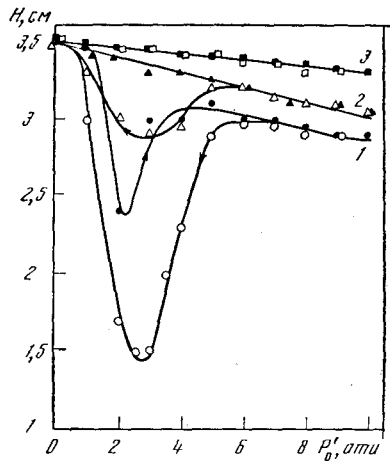


Рис. 32. Зависимость высоты водяного фонтана от избыточного статического давления. Излучатель плоский,  $f=1$  Мгц

Рис. 33. Зависимость высоты водяного фонтана от избыточного статического давления. Излучатель фокусирующий,  $f=2$  Мгц



Анализ полученного экспериментального материала позволяет сделать следующие выводы [39]. Свежая водопроводная, отстоявшаяся и дегазированная вода имеют различное газосодержание. Известно, что присутствие в жидкости сравнительно небольшого количества резонансных газовых пузырьков на пути звуковой волны приводит к значительному затуханию звука вследствие его рассеяния и поглощения. Рассеяние звука резонансными пузырьками примечательно в том отношении, что эффективное сечение рассеяния  $\zeta$  [равное  $\pi (\lambda/\pi)^2$ ] такого пузырька, малого по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , значительно превышает его геометрическое сечение  $\pi r_p^2$ . Для небольших амплитуд колебания пузырька, когда амплитуда звукового давления  $p_3$  значительно меньше статического давления  $p_0$  в жидкости ( $p_0 = p'_0 + 1$  атм), его резонансная частота  $f_p$  может быть определена из выражения, полученного Минертом [40]:

$$f_p = \frac{1}{2 \cdot r} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left( p_0 + \frac{2\sigma}{r} \right)}, \quad (7)$$

где  $r$  — радиус пузырька;  $\rho$  — плотность жидкости;  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей.

В воде, находящейся под нормальным атмосферным давлением ( $p'_0 = 0$  атм или  $p_0 = 1$  атм), радиус резонансного воздушного пузырька, соответствующий частоте 2 Мгц, равен  $r_{1 \text{ атм}} = 2,1$  мк. Из выражения (7) видно, что с возрастанием статического давления при всех неизменных остальных условиях, резонансными станут газовые пузырьки большего радиуса. Так,  $r_{6 \text{ атм}} \approx 2r_{1 \text{ атм}}$  при  $p_0 = 6$  атм. В соответствии с зависимостью высоты ультразвукового фонтана от интенсивности ультразвука наблюдаемый ход кривой для недегазированной воды может быть объяснен существованием избирательного затухания ультразвука в области избыточного давления, ограниченной 1—5 атм. Если предположить, что избирательное затухание связано с присутствием в жидкости резонансных газовых пузырьков, то в распределении их радиусов, приобретающих при избыточном давлении  $1 \text{ атм} < p'_0 < 5 \text{ атм}$  и  $f=2$  Мгц резонансные значения, должен существовать максимум. Воспользовавшись кривыми рис. 33, с помощью выражения (7) и уравнения состояния для идеального газа можно установить местоположение этого максимума. В результате несложного подсчета [39] установлено, что максимум в распределении радиусов газовых пузырьков в воде расположен между 3 и 8 мк, причем экстремально-определенный радиус расположен приблизительно по середине этого диапазона. Наличие именно такого максимума — свойство,

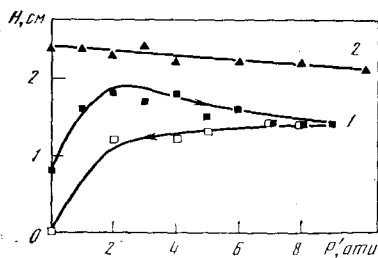


Рис. 34. Зависимость высоты водяного фонтана от избыточного статического давления,  $f=0,5 \text{ Мгц}$

присущее, по-видимому, только свежей водопроводной воде. Ни дегазированная, ни отстоявшаяся, ни тем более органические жидкости этим свойством не обладают. Повышение статического давления приводит к уменьшению всех имеющихся в жидкости газовых пузырьков, в том числе и тех, которые соответствуют максимуму распределения. При некотором давлении радиус газовых пузырьков, наиболее часто встречающийся в условиях нормального давления, совпадает с резонансом. При дальнейшем увеличении статического давления этот наиболее часто встречающийся радиус, уменьшаясь, вновь перестает быть резонансным. Помимо рассеяния в жидкости происходит и поглощение звука, сопровождающееся возникновением потоков, однако их участие в образовании фонтана незначительно [39].

Воспользовавшись приведенным выражением (7), найдем такую частоту акустических колебаний, которая соответствует пузырькам с радиусами 3—8 мк, являющимися резонансными при нормальном атмосферном давлении. Частота 0,5 Мгц вполне удовлетворяет поставленному условию, так как этой частоте соответствует  $r_{1 \text{ атм}} = 6,6 \text{ мк}$ . Основываясь на приведенной трактовке причины изменения высоты фонтана в условиях изменяющегося статического давления газовой среды, следует ожидать, что высота фонтана в свежей водопроводной воде, образованного ультразвуком частоты 0,5 Мгц, будет теперь минимальной при нормальном атмосферном давлении газовой среды над жидкостью. С возрастанием избыточного давления должна увеличиваться и высота ультразвукового фонтана. Эксперимент [39] полностью подтвердил все эти предположения (кривая 1 на рис. 34). В дегазированной воде под действием ультразвука частоты 0,5 Мгц образуется сравнительно высокий фонтан при нормальном давлении (кривая 2), причем высота его с ростом статического давления остается практически неизменной. Небольшое монотонное уменьшение высоты ультразвукового фонтана во всех жидкостях, в том числе и дегазированных, есть следствие воздействия избыточного давления на работающий пьезокерамический преобразователь [39].

## Глава 4

### ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА РАСПЫЛЕНИЯ

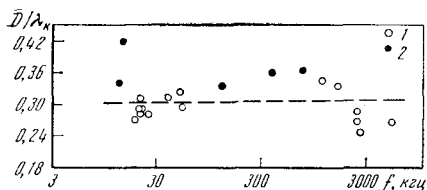
#### § 1. Общие соображения

Обзор литературы показывает, что вначале было открыто и описано явление распыления жидкости высокочастотными ультразвуковыми колебаниями, а лишь затем, спустя приблизительно четверть века, установили, что воздействие низкочастотных ультразвуковых и даже низкочастотных звуковых колебаний может привести к аналогичному эффекту. Вначале

различное качество аэрозоля и разная кинетика процессов заставляли предполагать, что механизм высокочастотного ультразвукового распыления существенно отличается от механизмов низкочастотного ультразвукового и звукового распылений. Результатом первого качественного исследования распыления различных жидкостей в ультразвуковом фонтане явилась предложенная Зольнером так называемая *кавитационная гипотеза* [2] распыления жидкости акустическими колебаниями. Согласно этой гипотезе, жидкость распыляется гидравлическими ударами, возникающими при захлопывании кавитационных пузырьков вблизи ее поверхности. Никакого более детального описания самого механизма каплеобразования в этой гипотезе не содержалось. Сторонниками кавитационного механизма распыления следует также считать Штрейбла [3] и Кекк [34], однако сами они не приводят каких-либо существенных доводов в ее пользу. В дальнейшем мы будем называть кавитационной любую гипотезу, в соответствии с которой распыление связано с возникновением кавитации в области распыления. Другую, так называемую *капиллярно-волновую гипотезу* предложили Биза, Дирнагль и Эше [5] как результат исследования процесса распыления жидкости в фонтане. Согласно этой гипотезе, капли аэрозоля образуются из гребней стоячих капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности распыляемой жидкости. Кроуфорд [9], впервые осуществивший распыление жидкости в слое, созданном на торцовой поверхности пакетного магнестрикционного преобразователя, полагал, что капли аэрозоля образуются в результате неравномерности толчков отдельных колеблющихся пластин пакета. Анализ экспериментальных результатов, связанных с исследованием аэрозоля, образующегося при акустическом распылении жидкости, привел ряд исследователей (и прежде всего Штамма, Польмана [21] и Ланга [17]) к заключению, что распыление жидкости в слое происходит в соответствии с капиллярно-волновой гипотезой. Оказалось возможным объяснить такие на первый взгляд несхожие между собой явления, как распыление жидкости в слое и в фонтане с позиций одной и той же капиллярно-волновой гипотезы. В пользу такой единой точки зрения на механизм акустического распыления жидкости можно привести следующие доводы.

На рис. 35 в полулогарифмической системе координат  $\bar{D}/\lambda_k$  и  $f$  нанесены экспериментальные точки, которые удовлетворительно ложатся на прямую, параллельную оси  $f$ . Этот график [35] построен на основании экспериментов, проведенных различными исследователями как с распылением жидкости в слое, так и с распылением ее в фонтане. Разброс экспериментальных точек в значительной степени обусловлен неодинаковостью условий, в которых проводился эксперимент. К этому следует

Рис. 35. Зависимость величины отношения  $\bar{D}/\lambda_k$  от частоты  
 1 — наиболее часто встречающийся диаметр  $D_6$ ; 2 — численно-медианный диаметр капель аэрозоля



еще добавить, что для исследования аэрозоля, образованного распылением жидкости акустическими колебаниями, использовались весьма разнообразные методы, обуславливающие появление неконтролируемых систематических ошибок. Из этого графика видно, что между средним диаметром капель аэрозоля  $\bar{D}$  и длиной капиллярных волн  $\lambda_k$  действительно существует постоянное соотношение

$$\bar{D} = \alpha \lambda_k, \quad (8)$$

где величина  $\alpha$ , равная приблизительно 0,3, не зависит ни от частоты

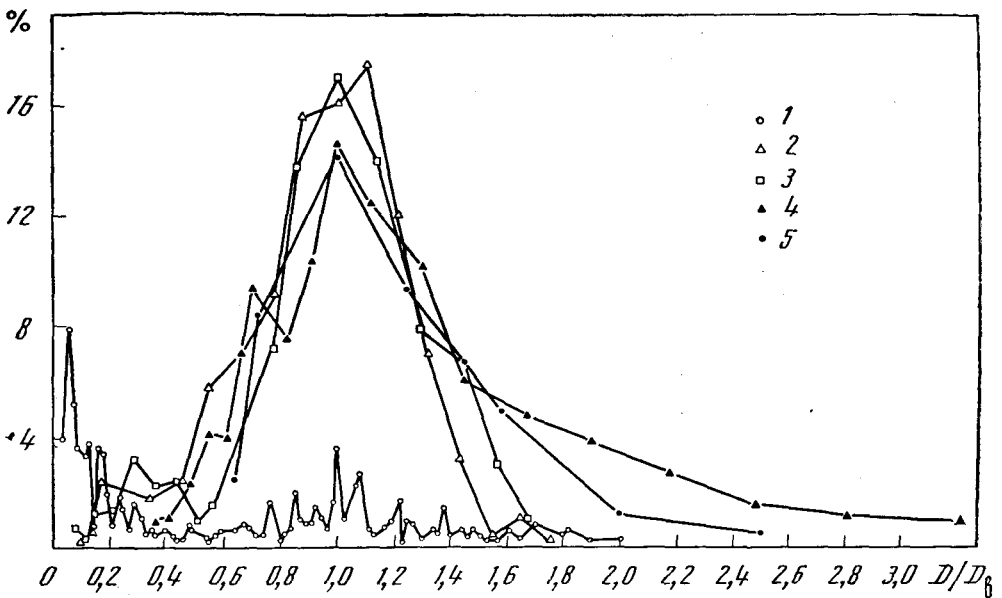


Рис. 36. Распределение относительных диаметров  
 1 — 3,2 кгц; 2 — 19,1 кгц; 3 — 30,0 кгц; 4 — 40 кгц; 5 — 2,5 кгц

акустических колебаний, изменявшейся в очень широких пределах, ни от природы жидкости, ни от способа акустического распыления.

Сопоставление кривых распределения относительных диаметров  $D/D_0$  [31] также говорит в пользу единого капиллярно-волнового механизма образования капель аэрозоля, распространяющихся в жидкости под действием акустических колебаний. Как при распылении слоя жидкости низкочастотными ультразвуковыми колебаниями (4 на рис. 36), так и при распылении жидкости в фонтане (5) относительный диаметр  $D/D_0$  каплей аэрозоля изменяется в тех же самых пределах: приблизительно от 0,3 до 3,0. Кривые распределения  $D/D_0$  (1—3) после соответствующей трансформации кривых рис. 12 (см. § 2 гл. 2) более симметричны относительно своего максимума, что объясняется более тщательным подавлением акустической коагуляции в этих экспериментах. Эти симметричные кривые позволяют заключить, что при подавлении акустической коагуляции относительный диаметр  $D/D_0$  заключен в пределах приблизительно от 0,3 до 1,7.

В соответствии с капиллярно-волновой гипотезой, образование капель аэрозоля генетически самым тесным образом связано с возникновением на поверхности капиллярных или капиллярно-гравитационных волн. Задача нахождения механизма параметрического возбуждения капиллярно-гравитационных волн и условий их возникновения впервые была решена Малюжинцом (см. следующий параграф). С позиций теории, предложенной в этой работе, был объяснен механизм действия старинного (эпохи династии Хань) китайского «водоизвергающего» газа «Тайцзиту». Если массивные ручки таза растирать вручную, то с поверхности налитой в таз воды выбрызгиваются мелкие капли. Как показал Малюжинец, капли выбрызгиваются с гребней капиллярно-гравитационных волн конечной амплитуды. Эти волны возбуждаются вибрациями частоты в несколько сотен герц при растирании ручек вследствие «падающего» характера зависимости силы трения от скорости. Для объяснения аномально высокого поглощения звука в водно-воздушных резонаторах,

возбуждаемых вибрациями частотой 10—30 *гц* Сорокин [13] совместно с Малюжинцом применил теорию образования капель из гребней капиллярно-гравитационных волн. Он рассмотрел возникновение волн на поверхности несжимаемой вязкой жидкости, заполняющей полупространство и совершающей вертикальные колебания по гармоническому закону  $\xi = A \cos \omega t$ . Пороговое значение амплитуды возбуждающих колебаний  $A_n$ , необходимое для возникновения капиллярно-гравитационных волн на поверхности жидкости, определяется из выражения

$$A_n = \frac{2\delta}{\omega K_k}, \quad (9)$$

где  $K_k = 2\pi/\lambda_k$ ;  $\delta$  — декремент затухания. Для чистой жидкости потери энергии из-за вязкости определяются декрементом затухания

$$\delta = 2 \frac{\eta}{\rho} K_k^2. \quad (10)$$

В общем случае декремент затухания зависит от концентрации поверхностно-активных веществ  $\Gamma$ ,  $\eta$  и  $\omega$ , т. е.

$$\delta = \delta(\Gamma, \eta, \omega). \quad (11)$$

В соответствии с полученным решением, даже при незначительном превышении амплитуды колебаний  $A$  порогового значения  $A_n$  амплитуда капиллярно-гравитационных волн должна экспоненциально нарастать. Это заканчивается разрушением гребней вследствие неустойчивости с образованием капель жидкости. На самом деле образование капель происходит при значительно больших амплитудах колебаний поверхности жидкости. Так, в области инфразвуковых частот (от 10 до 30 *гц*) капли начинают отделяться при  $A > mA_n$  ( $m=7-8$ ) [13]; в области ультразвуковых частот (от 10 до 1500 *кГц*) капли начинают отделяться уже при  $m=4$  [14]. Чтобы объяснить наблюдаемую «аномальную» устойчивость капиллярных волн при  $A > A_n$ , Эйзенменгер ввел в декремент затухания член  $\delta$ , зависящий от амплитуды капиллярных волн  $a$ , а именно  $ca^2/\lambda_k^2$  ( $c$  — коэффициент, зависящий от частоты, температуры и природы жидкости). В результате выражение для декремента затухания капиллярных волн приобрело вид

$$\delta = \delta_0 \left( 1 + c \frac{a^2}{\lambda_k^2} \right), \quad (12)$$

где  $\delta_0$  — член, не зависящий от  $a$ .

Позднее Эйзенменгер [14] провел аналогичное рассмотрение механизма параметрического возбуждения капиллярных волн и условий их возникновения. В отличие от Сорокина и Малюжинца этого автора интересовал только ультразвуковой диапазон частот возбуждения, поэтому он пренебрег влиянием гравитации и рассмотрел механизм возбуждения чисто капиллярных волн на поверхности жидкости. Такое упрощение на конечных результатах исследования не отразилось. Эйзенменгер получил такое же выражение для пороговой амплитуды возбуждения, что и Сорокин; выражение для нахождения длины капиллярных волн  $\lambda_k$  на поверхности жидкости приобрело вид, который обычно используется в расчетах:

$$\lambda_k = \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}; \quad (13)$$

здесь  $\rho$  — плотность жидкости. Впоследствии результаты исследований Сорокина и Эйзенменгера были без дальнейших доказательств перенесены и для объяснения физического механизма распыления жидкости

в ультразвуковом фонтане [17, 20]. Предполагалось, что и в этом случае капли аэрозоля образуются из гребней стоячих капиллярных волн конечной амплитуды, возникающих на конической или цилиндрической поверхности фонтана. Кавитации отводилась роль сопутствующего и мешающего распылению эффекта. До настоящего времени общепринятой являлась капиллярно-волновая гипотеза распыления жидкости при подведении акустической энергии к зоне распыления через жидкость. В последние годы, в противовес активному участию кавитации в процессе распыления жидкости в фонтане [25, 26], Польшман и Лирке [29] предложили новую гипотезу, являющуюся по их мнению компромиссом между кавитационной и капиллярно-волновой: капли аэрозоля образуются из гребней капиллярных волн конечной амплитуды на поверхности микроскопических полусферических выступов, образованных кавитационными пузырьками, находящимися вблизи поверхности струи фонтана. Внимательный анализ работы [29] показал, что в ней рассматривается поведение не кавитационных, а резонансных парогазовых пузырьков, находящихся вблизи поверхности распыляемой жидкости. Исследование кинетики распыления жидкости в фонтане, проведенное Экнадиосянцем и Богуславским [35], показало, что аэрозоль действительно может создаваться также с помощью резонансных парогазовых пузырьков (см. рис. 22, *e*, верхний кадр), однако основная его масса образуется совсем иным способом.

## § 2. Эффект Фарадея и выбрызгивание капель с поверхности жидкости<sup>1</sup>

Эффект, наблюдавшийся Фарадеем [10], состоит в следующем: пластинка, покрытая слоем воды, приводится в колебание с частотой  $2\omega$ , тогда на поверхности воды иногда возбуждаются волны, частота которых вдвое меньше, т. е. равна  $\omega$ . Рэлеи [11, 12] указывал, что это явление аналогично явлению параметрического резонанса в струне, наблюдавшемуся Мельде. Однако теория вопроса Рэлеем не была изложена. Ниже мы рассматриваем простейший случай воды, достаточно глубокой в сравнении с длиной возбуждаемых поверхностных волн.

В линейном приближении капиллярно-гравитационные волны на поверхности идеальной несжимаемой жидкости, заполняющей полупространство  $z < 0$ , описываются [41] уравнением

$$\Delta\varphi = 0 \quad (14)$$

и краевыми условиями

$$\left. \begin{aligned} \rho g\xi + \rho \frac{\partial\varphi}{\partial t} - \sigma \left( \frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial\xi}{\partial t} &= \frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (z=0), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где  $\varphi(t, x, y, z)$  — потенциал скорости в жидкости;  $\xi(t, x, y)$  — вертикальное смещение поверхности жидкости;  $\sigma$  — капиллярная постоянная жидкости;  $\rho$  — плотность жидкости;  $g$  — ускорение силы тяжести.

Допустим теперь, что вследствие движения дна сосуда вся жидкость совершает еще поступательное вибрационное движение  $\xi(t)$  в направлении  $z$ , нормальном к поверхности жидкости

$$\xi(t) = -\xi_0 \cos \omega_0 t. \quad (16)$$

<sup>1</sup> Этот параграф является теоретической работой Г. Д. Малюжинца, выполненной им в 1955 г. в порядке осуществления руководства аспирантской экспериментальной работой В. И. Сорокина, и публикуется впервые с разрешения автора.



Это может быть учтено в краевом условии (15) тем, что к ускорению силы тяжести  $g$  добавляется со знаком минус ускорение  $\xi(t)$ , т. е. величина

$$g_1(t) = -\omega_0^2 \xi_0 \cos \omega_0 t. \quad (17)$$

Краевые условия для потенциала  $\varphi$  и смещения  $\xi$ , рассматриваемых теперь уже в движущейся согласно (16) системе координат, получают вид

$$\left. \begin{aligned} \rho[g + g_1(t)]\xi + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \sigma \left( \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (z = 0). \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Рассмотрим возможность возникновения стоячих синусоидальных волн на поверхности жидкости. Ограничиваясь случаем квадратной решетки стоячих волн, положим

$$\xi = q(t) \frac{\cos kx + \cos ky}{2}. \quad (19)$$

В таком случае  $\varphi$  также будет зависеть от  $x, y$  только согласно множителю  $(\cos kx + \cos ky)/2$ . Тогда в силу уравнения (14), ограниченный при  $z < 0$  потенциал поверхностной волны примет вид

$$\varphi = \varphi_0(t) e^{kz} \frac{\cos kx + \cos ky}{2}. \quad (20)$$

Краевые условия (18) можно теперь переписать:

$$\begin{aligned} \left[ g + g_1(t) + \frac{k^2 \sigma}{\rho} \right] q(t) + \dot{\varphi}_0(t) &= 0, \\ \dot{q}(t) - k\varphi_0(t) &= 0, \end{aligned} \quad (21)$$

или после исключения  $\varphi_0(t)$

$$\ddot{q}(t) + k \left[ \frac{k^2 \sigma}{\rho} + g + g_1(t) \right] q(t) = 0. \quad (22)$$

Влияние вязкости жидкости можно учесть, введя в (22)  $2\delta\dot{q}(t)$ . Для волны вида (20) в случае достаточно чистой поверхности жидкости и достаточно малого коэффициента вязкости  $\eta$  для логарифмического декремента  $\delta$  приближенно получается [41]

$$\delta = \frac{2\eta k^2}{\rho}. \quad (23)$$

Вводя декремент затухания, а также подставляя (17) в (22), получаем

$$\ddot{q}(t) + 2\delta\dot{q}(t) + \omega^2(1 - h \cos \omega_0 t)q(t) = 0, \quad (24)$$

где величины

$$h = \frac{\omega_0^2 \xi_0}{g(1 + K^2)}, \quad (25)$$

$$\delta = \frac{2\eta g}{\sigma} K^2 \quad (26)$$

и

$$\omega = \sqrt[4]{\frac{\rho g^3}{\sigma}} \Omega \quad (27)$$

выражаются через приведенную частоту

$$\Omega = \sqrt[4]{\frac{\sigma}{\rho g^3}} \omega \quad (28)$$

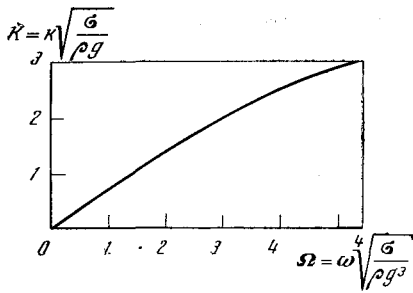


Рис. 37. Дисперсионная зависимость

и приведенное волновое число

$$K = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} k, \quad (29)$$

связанные между собой для капиллярно-гравитационных волн в отсутствие затухания ( $\delta=0$ ) и возбуждающих вибраций ( $\xi_0=0$ ) известной дисперсионной зависимостью (рис. 37)

$$\Omega^2 = K + K^3. \quad (30)$$

Выражение (24), описывающее явление параметрического воздействия на колебательную систему с трением, хорошо изучено. Рассматривая процесс при частотах  $\omega$ , близких к  $\omega_0/2$ , для области, где удовлетворяются неравенства [42]

$$h > \frac{8\delta}{\omega_0} \quad \text{и} \quad 1 - \sqrt{\frac{h^2}{4} - \frac{16\delta^2}{\omega_0^2}} < \left(\frac{2\omega}{\omega_0}\right)^2 < 1 + \sqrt{\frac{h^2}{4} - \frac{16\delta^2}{\omega_0^2}},$$

получаем, что амплитуда колебаний  $q(t)$ , происходящих с частотой  $\omega$ , нарастает со временем по экспоненциальному закону, т. е. имеется неустойчивость и параметрическое возбуждение колебаний. Нижняя граница неустойчивости, т. е. порог возбуждения капиллярно-гравитационных волн, определяется условиями

$$\omega = \frac{\omega_0}{2}, \quad h = \frac{8\delta}{\omega_0},$$

или, что то же самое,

$$\xi_0 = \xi_{01},$$

где

$$\xi_{01} = \frac{8\delta}{\rho \omega_0^3} (\rho g + \varkappa k^2) = \frac{2\delta}{\omega_0 k}.$$

При возрастании со временем амплитуды стоячих волн  $q(t)$  в области неустойчивости ( $\xi_0 > \xi_{01}$ ) явление выходит за границы применимости линейной теории. Поскольку количественной нелинейной теории капиллярно-гравитационных волн еще нет, мы ограничимся для случая больших амплитуд  $q(t)$  лишь качественным описанием явлений, наблюдавшихся Малюжинцом и Сорокиным.

Если амплитуда  $\xi$  возбуждающих вибраций находится в некотором интервале  $\xi_{01} < \xi_0 < \xi_{02}$ , то монотонно нарастающая с момента включения источника этих вибраций амплитуда  $q$  возбуждаемых волн достигает через некоторое время максимальной предельной величины, после чего волновое движение, возбуждаемое вибрациями, становится периодическим и устойчивым. При этом, в отличие от линейного случая малых амплитуд, гребни стоячих волн теряют свою синусоидальную форму и приобретают в моменты наибольшего поднятия характер относительно узких язычков, напоминающих капли, которые еще не успели оторваться. Связанное с такой формой колебаний усиленное растяжение поверхности жидкости вызывает повышенный декремент затухания, чем и обусловливается восстановление устойчивости параметрических колебаний при приближении к стационарному состоянию<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Второе обстоятельство, приводящее к восстановлению устойчивости при  $\xi_{01} < \xi_0 < \xi_{02}$ , заключается в том, что при значительных амплитудах  $q$  возбуждаемых стоячих волн собственные частоты последних несколько изменяются из-за нелинейности и выходят за пределы частотного диапазона параметрической неустойчивости.

Верхняя граница  $\xi_{02}$  интервала  $\xi_{01} < \xi_0 < \xi_{02}$  соответствует второму порогу — отрыву капель.

Если  $\xi_0 > \xi_{02}$ , то амплитуда волн нарастает со временем до тех пор, пока приблизительно к моменту наибольшего подъема от каждого гребня волны не оторвутся капли жидкости, имеющие некоторую начальную скорость, растущую вместе с амплитудой  $\xi_0$ . Принимая те или иные меры для предотвращения обратного падения на поверхность жидкости вырвавшихся из нее капель, удастся достигнуть периодичности процесса каплеобразования. Выбрызгивание капель влечет за собой потери энергии, причем на колеблющееся дно сосуда жидкость оказывает дополнительное (помимо инерционного) влияние, имеющее характер трения.

### § 3. Распыление жидкости в слое

Скоростная киносъемка, проведенная [22] со скоростью 5000 кадров в 1 сек, непосредственно показала, что образование капель аэрозоля при распылении воды звуком частоты 3,2 кгц происходит непрерывно в результате их отрыва от гребней стоячих капиллярных волн на поверхности жидкости при больших амплитудах колебаний, т. е. в полном соответствии с капиллярно-волновой гипотезой. При возбуждении капиллярных волн колебаниями небольшой амплитуды из гребней волн выбрасываются одиночные капли (рис. 38, а) одинакового диаметра. Увеличение амплитуды возбуждения приводит к образованию жгутов, распадающихся затем на несколько капель разного диаметра (фиг. 38, б). В производственных условиях распыление осуществляется колебаниями значительной амплитуды; это обстоятельство до некоторой степени объясняет существующий разброс капель аэрозоля по их диаметрам. С помощью киносъемок показано, что на поверхности распыляемой жидкости даже при значительных амплитудах возбуждения образуются одновременно и капиллярные волны с округлыми гребнями (волны малой амплитуды), и волны с заостренными гребнями, переходящими в жгуты (волны конечной амплитуды), распадающиеся на капли аэрозоля. Наличие капиллярных волн различных амплитуд, по-видимому, вызвано неоднородностью условий за счет, например, колебаний толщины слоя жидкости, изменений кривизны мениска, отражений волн от границ жидкости и т. п.

В случае распыления жидкости в слое этот механизм параметрического возбуждения капиллярных волн на поверхности жидкости, заполняющей полупространство, может рассматриваться как первое приближение. Действительно, полученное решение не содержит такого суще-

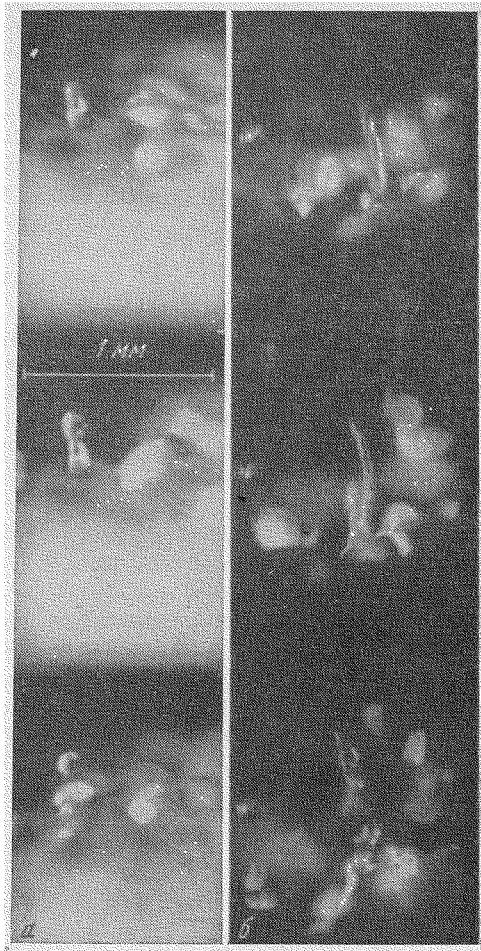


Рис. 38. Образование капель аэрозоля из гребней капиллярных волн

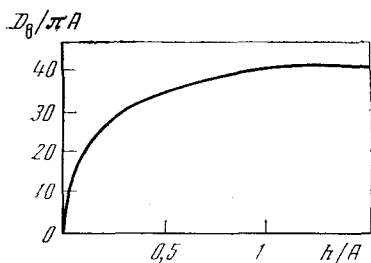


Рис. 39. Расчетная зависимость  $D_b$  от  $h$  и  $A$

люжинца, Сорокина и Эйзенменгера, они рассмотрели возбуждение капиллярных волн на поверхности жидкости в слое с учетом влияния дна. Толщина слоя жидкости  $h$  в этом рассмотрении введена через потенциал  $\varphi$  скорости колебаний

$$\varphi = -\frac{1}{k} \frac{d|a(t)|}{dt} \operatorname{ch}[k(y+h)] e^{j k x}, \quad (31)$$

где  $a(t)$  — временная зависимость амплитуды колебаний капиллярных волн. Анализ стабильности уравнений движения приводит к следующей зависимости между наиболее часто встречающимся диаметром капель  $D_b$ , частотой  $\omega$  и амплитудой возбуждения  $A$  (амплитудой колебаний поверхности излучателя), а также толщиной слоя жидкости  $h$ :

$$\frac{D_b}{\pi A} = \left[ \left( \frac{2\sigma}{\rho \omega^2 A^3} \right) 2 \operatorname{th} \left( \frac{\pi A}{D_b} \right) \left( \frac{h}{A} \right) \right]^{1/3}, \quad (32)$$

где

$$D_b = 0,5 \lambda_k. \quad (33)$$

Расчитанная по этому уравнению зависимость  $D_b/\pi A$  от  $h/A$ , соответствующая распылению жидкости низкочастотными ультразвуковыми колебаниями в режиме больших амплитуд ( $A > 30 \text{ мк}$ ), приведена на рис. 39 [19]. При  $h \rightarrow \infty$ , т. е. при возбуждении капиллярных волн, на поверхности жидкости, занимающей полупространство, выражение упрощается:

$$D_b = \left( \frac{\pi \sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3}, \quad (34)$$

а с учетом (33) преобразуется в известное выражение

$$\lambda_k = \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}.$$

Ссылаясь на работу [43], Пескин и Рако утверждают, что зависимость (32), найденная ими теоретически, удовлетворительно подтверждается экспериментально, хотя они не приводят никаких доказательств.

#### § 4. Распыление жидкости в фонтане

Несмотря на убедительность приведенных доводов в пользу капиллярно-волновой гипотезы акустического распыления жидкости, она все же не может объяснить все особенности процесса. Так, эта гипотеза вполне

удовлетворительно объясняет закономерности распыления слоя жидкости низкочастотными ультразвуковыми колебаниями, однако ряд экспериментов с распылением жидкости в ультразвуковом фонтане говорит в пользу кавитационной гипотезы акустического распыления жидкости. Сюда относятся, в частности, исследования [27] сонолюминесценции и распределения потока звуковой энергии в ультразвуковом фонтане.

Ниже, на рис. 40, приведены фотоснимки сонолюминесценции в глицерине (*a, г, д*) и в воде (*e*). Как известно, в результате поглощения в ультразвуковом поле происходит интенсивное разогревание глицерина. Пока глицерин не нагрелся струя фонтана прозрачна и имеет цилиндрическую форму (рис. 40, *б*). Яркая сонолюминесценция наблюдается только в основании фонтана (рис. 40, *а*) (свечение первого типа), т. е. в фокальной области фокусирующего излучателя. После длительного пребывания глицерина в ультразвуковом поле, когда его температура начинает превышать некоторое пороговое значение, свечение скачком перемещается в струю (свечение второго типа). Область свечения при этом значительно увеличивается (рис. 40, *г*), поверхность струи становится шероховатой и матовой при освещении (рис. 40, *в*), а скорость течения жидкости в струе существенно возрастает. При дальнейшем повышении температуры начинается распыление с матовой поверхности струи ультразвукового фонтана. Переход от свечения первого типа к свечению второго типа происходит через некоторое промежуточное неустойчивое состояние, при котором наблюдаются кратковременные вспышки — выбросы свечения из основания фонтана в струю. С ростом температуры частота этих выбросов свечения увеличивается и затем устанавливается свечение второго типа. На рис. 40, *д* в результате длительной экспозиции оба типа свечения совмещены на одном фотоснимке, что позволяет судить об их относительном расположении. В воде в обычных условиях наблюдалось только свечение второго типа (рис. 40, *е*), сопровождавшееся интенсивным

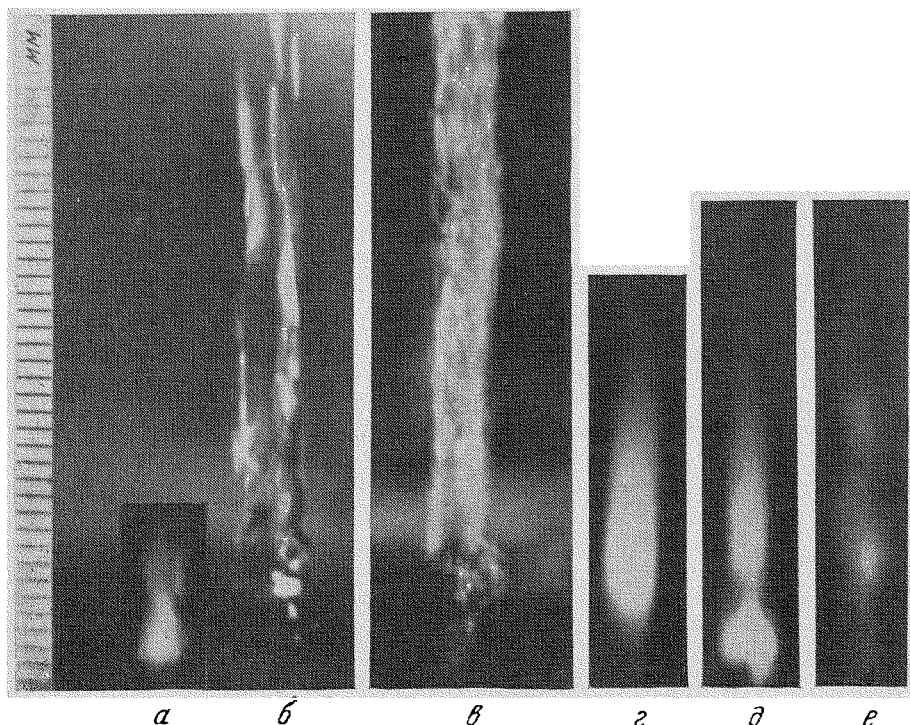


Рис. 40. Сонолюминесценция в ультразвуковом фонтане

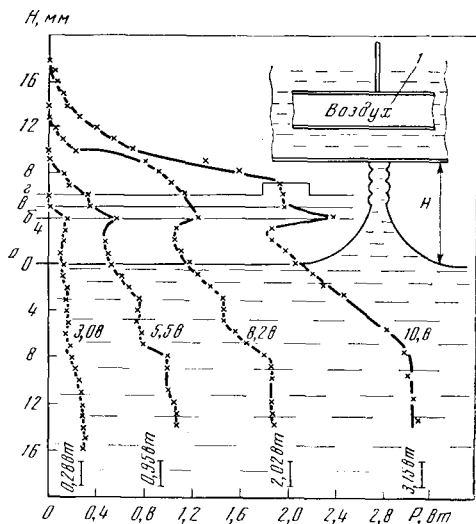


Рис. 41. Распределение потока звуковой энергии в ультразвуковом фонтане

излучателем заполняли жидкостью. В начальном положении дно стакана оказывалось ниже уровня жидкости в сосуде, и приемник мог перехватывать весь поток звуковой энергии. Затем сосуд с излучателем перемещался вниз и измерялось радиационное давление, которое затем пересчитывалось в величину потока звуковой энергии. Результаты радиометрических измерений представлены на рис. 41 кривыми, соответствующими некоторым значениям напряжения на излучателе. Приведены также значения мощности, отдаваемой излучателем, рассчитанные по известной формуле

$$P = ku^2f^2s, \quad (35)$$

где  $u$  — напряжение на излучателе;  $f$  — частота акустических колебаний;  $k$  — коэффициент, зависящий от типа излучателя.

При постепенном опускании сосуда с излучателем жидкость вследствие капиллярных явлений тянется вслед за стаканом, приподнимаясь по всему его сечению несколько выше уровня свободной поверхности  $a$ . Затем, начиная с некоторого уровня  $b$ , жидкость обрывается и образуется фонтан такой, каким он схематически изображен на рис. 41. Уровнем  $g$  отмечена нижняя граница области распыления.

Для лучшей интерпретации результатов этого исследования необходимо рассматривать их совместно с результатами наблюдения сонолюминесценции. Из наблюдений сонолюминесценции вытекает, что кавитация в ультразвуковом фонтане может существовать только в двух взаимно исключающих положениях: либо в фокальной области излучателя, расположенной у основания фонтана, либо в струе. Можно считать, что появление впадины на кривых в районе фокальной области излучателя обусловлено расходом звуковой энергии на кавитацию и связанным с этим возникновением звукового ветра [44], отсекаемого звукопроницаемой пленкой, которая, по-видимому, интенсифицирует протекание кавитации вблизи нее (видны следы эрозии) и инициирует возникновение кавитации при уровнях энергии несколько ниже пороговых. С выведением пленки из области кавитации в фокальной зоне излучателя интенсивность процесса кавитации несколько уменьшается, в результате чего поток звуковой энергии заметно возрастает (уровень  $b$ ). С образованием струи (уровень  $g$ ) поток звуковой энергии  $P$  скачком снижается

выделением тумана, затруднявшего наблюдение сонолюминесценции. Свечение первого типа в воде наблюдалось лишь при небольшой расстройке частоты питающего напряжения относительно ее значения, соответствующего собственным колебаниям излучателя, причем струя фонтана утолщалась, становилась прозрачной и тумановыделения не происходило.

В других экспериментах [27] радиометрически исследовалось распределение потока звуковой энергии в фокальной области и в струе ультразвукового фонтана.

Приемник радиометра 1 (на рис. 41) помещался в стакане, дно которого было затянута звукопроницаемой пленкой, отсекающей звуковой ветер. Стакан и сосуд с керамическим фокусирующим

до некоторого значения  $P_p$ . Вероятно, этот спад вызван отражением звука при переходе из полупространства в естественный волновод, образованный струей. На участке струи от  $\epsilon$  до  $\zeta$ , на котором распыление еще не происходит, уменьшение потока звуковой энергии незначительно. Быстрое убывание потока звуковой энергии начинается с уровня  $\zeta$  — нижней границы области распыления. Тумановыделение наблюдается на всем участке струи фонтана, от  $\zeta$  до ординаты точки пересечения кривых с осью  $H$ , причем максимум интенсивности тумановыделения соответствует участку наиболее крутого спада кривых распределения.

Из наблюдений сонолюминесценции вытекает, что с появлением струи, с поверхности которой происходит распыление жидкости, кавитационная область перемещается в струю. Сравнив кривые рис. 41 со снимками, приведенными на рис. 40 и снимками фонтана на рис. 19, *a*, мы приходим к выводу, что местоположение нижних границ зоны свечения второго типа и области распыления струи, а также точки, с которой начинается быстрое убывание потока звуковой энергии в струе, приблизительно совпадают. На том участке струи, где нет кавитации и нет распыления (между уровнями  $\epsilon$  и  $\zeta$ ), практически отсутствует также убывание потока звуковой энергии.

Таким образом, эксперимент с сонолюминесценцией и исследование распределения потока звуковой энергии доказывают, что распыление жидкости в фонтане может протекать только при условии образования кавитационной области в самой струе, а вся акустическая энергия, вошедшая в струю фонтана, расходуется в основном в той области, где наблюдается кавитация и происходит распыление жидкости. К аналогичному заключению привели также эксперименты Гершензон и Экнадиосянца [25] с кавитационной эрозией фольги и с химической идентификацией наличия кавитации в ультразвуковом фонтане.

Используя в качестве индикатора известную реакцию выделения йода из водного раствора йодистого калия, Гершензон и Экнадиосянец обнаружили, что кавитация непременно сопутствовала процессу распыления. Зону кавитации они определяли по разрушению натянутой полоски тонкой алюминиевой фольги, расположенной ребром к струе фонтана на различных расстояниях от невозмущенной поверхности жидкости. Максимальное разрушение фольги наблюдалось в фокальной области и в области наиболее интенсивного выделения тумана, т. е. в нижней части струи фонтана.

Наличие кавитации в струе фонтана, как и образование капиллярных волн на поверхности распыляемой жидкости, еще не может служить достаточно веским аргументом в пользу той или иной гипотезы. Необходимы эксперименты, которые показали бы, что кавитация управляет распылением, а не просто сопутствует этому процессу. Такие ключевые эксперименты [26] показали, что дегазация и повышенное статическое давление угнетает, а вблизи порога и совсем прекращает образование аэрозоля в фонтане (см. § 3 гл. 3).

На рис. 42 приведены полученные экспериментальные кривые зависимости порога распыления изобутилового спирта от его температуры. Видно, что дегазация смещает порог распыления спирта при фиксированной температуре в сторону более высоких его значений.

На рис. 43 приведено семейство экспериментальных кривых зависимости порога распыления изобутилового спирта от его температуры при нормальном и повышенном давлении воздуха в камере распыления [26]. Повышение давления при фиксированной температуре, как и дегазация, смещает порог распыления спирта в сторону более высоких его значений.

Результаты этих экспериментов не нашли разумного объяснения в рамках капиллярно-волновой гипотезы акустического распыления жидкости, так как повышенное давление в пределах нескольких атмосфер, а тем более

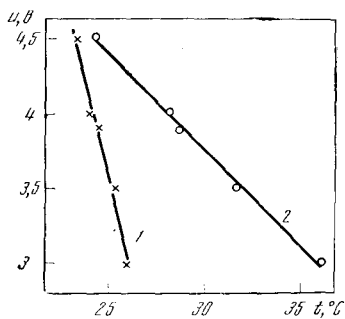


Рис. 42. Зависимость порога распыления изобутилового спирта от температуры

1 — недегазированного; 2 — обезгаженного

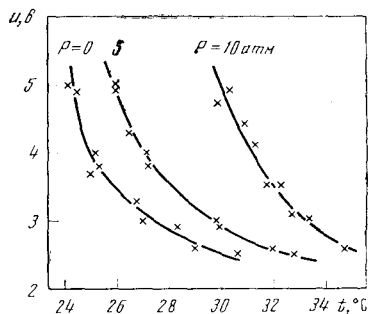


Рис. 43. Зависимость порога распыления изобутилового спирта от температуры при нормальном и повышенном статическом давлении

дегазация не могут заметно изменить такие физические свойства жидкости, как, скажем, давление насыщенных паров  $p_n$ , коэффициенты поверхностного натяжения  $\sigma$  и динамической вязкости  $\eta$ , тогда как в опытах Гершензон и Экнадиосянца [25] убедительно доказана зависимость производительности распыления именно от этих величин. В пользу кавитационной гипотезы говорит также сопоставление закономерностей акустического распыления жидкостей с закономерностями других явлений, кавитационная природа которых не вызывает сомнений (с сонолюминесценцией и с кавитационной эрозией в ультразвуковых полях высокой интенсивности). Остается предположить, что при ультразвуковом распылении в фонтане имеется совокупность эффектов, вытекающих как из капиллярно-волновой, так и из кавитационной гипотез.

Известно, что при акустической кавитации основная механическая работа совершается ударными волнами, возникающими при захлопывании кавитационных полостей. Образование ударных волн происходит с частотой, равной частоте возбуждающих акустических колебаний. Диспергирование жидкости под действием образующихся таким образом периодических ударных волн может происходить двумя способами: прямым и косвенным. В *прямом* способе сравнительно крупные капли-брызги образуются при встрече ударного фонтана с границей раздела жидкость—газ. Именно этот механизм имел в виду Зольнер, когда предлагал кавитационную гипотезу акустического распыления жидкости. В соответствии с кавитационно-волновой гипотезой, предложенной Богуславским и Экнадиосянцем, образование высокодисперсного аэрозоля, характерного для акустического распыления жидкости, происходит *косвенным* способом. Периодические гидравлические удары кавитационных пузырьков приводят к параметрическому возбуждению на поверхности жидкости стоячих капиллярных волн конечной амплитуды. Капли аэрозоля образуются из гребней этих волн так, как это описывается капиллярно-волновой гипотезой. С помощью этой гипотезы можно объяснить широкий круг наблюдаемых закономерностей и явлений, характерных для распыления жидкости в ультразвуковом фонтане.

Рассмотрим сначала распыление жидкости в ультразвуковом фонтане при напряжении на излучателе, незначительно превышающем пороговое. Напомним, что в таком режиме струя фонтана как бы состоит из бусинок диаметром около 1 мм ( $f=2 \text{ Мгц}$ ). Для возникновения кавитации необходимо появление в струе по крайней мере одного зародыша кавитации. За несколько периодов зародыш может превратиться в область кавитации, возбуждающую стоячие капиллярные волны на поверхности струи.



Появление на поверхности струи фонтана зон посветления в лучах осветительного устройства (см. § 1 гл. 3) — есть результат диффузного рассеяния света от сетки стоячих капиллярных волн. В зависимости от объема и длительности существования кавитационной области в струе, а также вязкости озвучиваемой жидкости, можно видеть разнообразные картины образования капиллярных волн и выбросов тумана. Наблюдается выделение тумана в форме симметричных струй (см. рис. 22, *г*), являющееся следствием возбуждения колебаний различных мод на поверхности бусинок струи, недовозбуждение бусинок (см. рис. 22, *е*), когда амплитуда колебаний поверхности струи превосходит пороговую амплитуду возбуждения капиллярных волн, но в то же время меньше порога каплеобразования (см. § 1 гл. 4) и т. д. Кавитационная область, иницируя описанные явления, переносится потоком жидкости в верхние участки струи, а затем исчезает там вследствие дефицита акустической энергии и разрушения струи. Следующий цикл распыления возникает в результате появления нового зародыша кавитации, и т. д.

При напряжении на излучателе, значительно превосходящем пороговое, число зародышей, способных стать центрами кавитации, возрастает настолько, что они присутствуют в области распыления постоянно, в результате чего временные промежутки между отдельными нарушениями кавитационной прочности жидкости стираются и процессы кавитации и выделения аэрозоля протекают непрерывно. В режиме большой мощности аэрозоль выбрасывается не одновременно со всей поверхности струи, а из отдельных многочисленных ее участков (см. § 1 гл. 3), поэтому распыление в данном случае вызывается сравнительно небольшими кавитационными областями, расположение которых непрерывно изменяется в пределах области распыления. Кавитационно-волновая гипотеза объясняет также существование порога распыления и зависимость его от различных физических условий проведения эксперимента, импульсный характер образования аэрозоля при напряжении, незначительно превышающем пороговое, и другие особенности распыления жидкости в фонтане [26, 35].

Результаты исследования зависимости производительности распыления воды от концентрации поверхностно-активных веществ и общей для всех «чистых» жидкостей зависимости  $P^2 \sim p_{\text{н}}/\sigma\eta$  (см. § 3 гл. 3) остаются противоречивыми. В соответствии с кавитационно-волновой гипотезой распыление в фонтане зависит от развития как волновых, так и кавитационных явлений в жидкости. Внесение в жидкость поверхностно-активных веществ приводит не только к снижению величины ее поверхностного натяжения, но и к значительному возрастанию величины поверхностной вязкости [14], препятствующей образованию капиллярных волн на поверхности жидкости. С другой стороны, экспериментально [31] установлено, что внесение поверхностно-активного вещества в воду, фонтанирующую под действием ультразвука, вызывает увеличение объема кавитационной области, но она при этом опускается вниз по струе фонтана, в результате чего ослабляется образование капиллярных волн на ее поверхности под действием ударных волн, образующихся при кавитации. Разумеется, ничего подобного в «чистой» жидкости не наблюдается.

В подтверждение правомерности описанного механизма распыления жидкости в фонтане Богуславский и Экнадиосянц [35] привели некоторые оценки величин, найденные расчетным путем. Определяя величину амплитуды фронта ударной волны, распространяющейся в жидкости, они воспользовались результатами исследования явления подводного взрыва, выполненного Коулом [45] на модели, представляющей взрыв как расширение сферы под действием заполняющего ее газа. Расширение сферы сопровождается излучением ударной волны, параметры которой (максимальное давление, время спада давления) описываются приближенными

формулами, которые могут быть использованы и для оценки амплитуды фронта ударной волны  $P_m$ , излучаемой кавитационным пузырьком. В соответствии с таким рассмотрением

$$P_m = \frac{\rho c^2}{\sqrt{2} r_{\min}} \sqrt{\theta \frac{c p_1 r_{\min}}{B (\gamma' - 1)}} \frac{r_{\min}}{R} \frac{1}{\ln (R/r_{\min})}; \quad (36)$$

здесь  $R$  — расстояние от центра взрыва до поверхности жидкости,  $\gamma'$  — показатель адиабаты для воды;  $B$  — постоянная, равная 3000 атм;  $r_{\min}$  — минимальный радиус кавитационного пузырька при захлопывании.

Выражение (36) применимо при условии  $\ln (R/r_{\min}) > 1$ . Минимальный радиус кавитационного пузырька  $r_{\min}$  при захлопывании связан с его максимальным радиусом  $r_{\max}$  зависимостью

$$\left( \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)^{3(\gamma-1)} = \frac{p (\gamma - 1)}{p_n}; \quad (37)$$

здесь  $p = p_0 + p_3$  ( $p_0$  — атмосферное, а  $p_3$  — звуковое давление);  $\gamma$  — показатель адиабаты для воздуха;  $p_n$  — давление насыщенного пара при данной температуре;

$$r_{\max} \approx \frac{1}{2f} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_3 - p_0}{\rho}}. \quad (38)$$

Максимальное давление  $p_1$ , развивающееся при захлопывании кавитационного пузырька, можно найти из выражения

$$p_1 = p_n \left[ \frac{p (\gamma - 1)}{p_n} \right]^{\gamma \gamma^{-1}}. \quad (39)$$

Характерное время расширения кавитационного пузырька  $\theta$  можно приблизительно найти, взяв отношение радиуса пузырька в момент, когда скорость его расширения максимальна, к самой скорости расширения:

$$\theta \approx \frac{e^{1/3} r_{\min}}{\sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_1}{\rho}}}. \quad (40)$$

где  $e$  — основание натуральных логарифмов. Положив  $R = 0,04$  см (расстояние от центра струи до ее поверхности),  $p_3 = 16$  атм и  $f = 2 \cdot 10^6$  Мгц, Богуславский и Экнадиосянц нашли, что  $P_m \approx 1,8$  атм. Зная величину  $P_m$  и используя выражение

$$v = \frac{2P_m}{\rho c} \cos \omega t \quad (41)$$

для нахождения амплитуды скорости радиального смещения поверхности в результате интегрирования, они нашли, что в этих условиях амплитуда радиального смещения поверхности при попадании на нее фронта ударной волны равна приблизительно 14 мк. Анализ устойчивости колебаний на поверхности капли жидкости сферической формы, проведенный Коненковым, позволил оценить величины пороговой амплитуды возбуждения капиллярных волн и пороговой амплитуды каплеобразования. Найденное таким образом значение пороговой амплитуды каплеобразования оказалось приблизительно на порядок ниже приведенного ранее значения амплитуды радиального смещения поверхности струи при попадании на нее фронта ударной волны, образовавшейся при захлопывании кавитационного пузырька. Это дало основание Богуславскому и Экнадиосянцу считать эффект взаимодействия такой ударной волны с поверхностью струи достаточно «сильным», чтобы в соответствии с кавитационно-волновой

гипотезой возбудить на поверхности жидкости стоячие капиллярные волны конечной амплитуды, являющиеся источником возникновения аэрозоля при акустическом распылении.

## § 5. Скорость распыления в слое

Волновая гипотеза позволяет [20, 21] расчетным путем найти скорость распыления жидкости акустическими колебаниями. Предположим, что с образованием гребня стоячей капиллярной волны конечной амплитуды от него обязательно отделится одна капля аэрозоля постоянного диаметра, равного  $D_b$ . В таком случае в течение промежутка времени, равного  $0,5 T_k$  ( $T_k$  — период колебаний в капиллярной волне), на площади  $S = \lambda_k^2$  образуются две впадины и два гребня, а следовательно, возникнут две капли аэрозоля. В последующий промежуток времени  $0,5 T_k$  впадины и гребни поменяются местами и опять возникнут две капли аэрозоля. Очевидно, что с  $1 \text{ см}^2$  рабочей поверхности распылителя за  $1 \text{ сек}$  образуется  $N$  капель аэрозоля:

$$N = \frac{4}{T_k \lambda_k^2} = 2 \frac{f}{\lambda_k^2},$$

а расчетная скорость распыления  $\Pi'_p$  будет равна

$$\Pi'_p = 2 \frac{f}{\lambda_k^2} \cdot \pi \frac{D_b^3}{6} \text{ см/сек.}$$

Зная, что  $D_b = \alpha \lambda_k$  и  $\lambda_k = \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}$ , получим соответственно

$$N = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\left(\frac{\rho}{\pi\sigma}\right)^2} \cdot f^{7/3} \quad (42)$$

и

$$\Pi'_p = \frac{2}{3} \pi \alpha^3 \sqrt[3]{\frac{\pi\sigma}{\rho}} \cdot f^{1/3}. \quad (43)$$

Из выражения (43) следует, что расчетная скорость распыления в идеализированном процессе слабо зависит от частоты и таких свойств жидкости, как плотность и поверхностное натяжение. Как уже было показано в § 3 гл. 2, скорость распыления жидкости в реальном процессе зависит от амплитуды акустических колебаний и от величины, характеризующей вязкость жидкости. Эти величины не входят в приведенное расчетное выражение (43), и это не удивительно, так как они отсутствуют в предпосылках. Для данной жидкости расчетная скорость распыления слабо растет с увеличением частоты акустических колебаний. Этот вывод также находится в противоречии с экспериментальными результатами (см. § 3 гл. 2). Следует, однако, оговориться, что специального исследования зависимости производительности или скорости распыления от частоты акустических колебаний не проводилось. Из эксперимента ясно, что расчетная скорость распыления  $\Pi'_p$  всегда больше фактической скорости распыления  $\Pi'$ ; например, при распылении воды  $\Pi' \Pi'_p \approx 0,24$  [21].

Экспериментальные результаты, приведенные в § 2 гл. 4, могут до некоторой степени пролить свет на причины несовпадения значений  $\Pi'$  и  $\Pi'_p$ . Известно, что капля отделяется от гребня поверхностной волны при достижении ее амплитуды некоторого порогового значения. Казалось бы, с плавным увеличением мощности должен наступить момент, когда от всех гребней в зоне распыления начнут отделяться капли аэрозоля. На самом же деле даже на небольшом участке размером в несколько длин волн рядом с капиллярными волнами такой большой амплитуды, что они вытягиваются

в стебель, распадающийся затем на несколько капель, находятся волны небольшой амплитуды, явно меньше пороговой. Таким образом, с одной стороны, количество капель аэрозоля всегда меньше количества стоячих волн в зоне распыления, а с другой, некоторые гребни распадаются не на одну, а на несколько капель. По-видимому, первое обстоятельство превалирует.

Возникает вопрос, применим ли такой расчет для оценки скорости или производительности распыления жидкости в фонтане? В этой связи полезно напомнить, что при напряжении на излучателе, незначительно превышающем пороговое, распыление носит импульсный характер, а при распылении в режиме большой мощности выделение тумана происходит из многочисленных участков поверхности струи, расположение которых непрерывно меняется (см. § 1 гл. 3). Как в том, так и в другом режиме распыления вряд ли возможно оценить размер активной зоны и длительность ее существования, а следовательно, рассчитать описанным способом скорость или производительность распыления жидкости в фонтане.

## Глава 5

### ЭНЕРГЕТИКА ПРОЦЕССА АКУСТИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ

#### § 1. Общие соображения

Как известно, при диспергировании необходимо израсходовать некоторое количество энергии  $E_s$  на увеличение общей свободной поверхности измельчаемого вещества. Эту величину нетрудно найти, если известны скорость или производительность распыления и функция распределения диаметров частиц (причем предполагается, что последние имеют определенную форму, например, сферическую). В качестве первого приближения вместо  $E_s$  можно найти  $E_{s,p}$  — количество энергии, расходуемой на увеличение общей свободной поверхности измельчаемого вещества в идеализированном процессе. Напомним, что принятая нами идеализация заключается в том, что от каждого гребня стоячих капиллярных волн, образующих правильный рисунок, обязательно отделяются по одной сферической капле аэрозоля диаметром  $D_b$ . Если считать, что площадь исходной поверхности измельчаемой жидкости пренебрежимо мала по сравнению с поверхностью всех капель образовавшегося аэрозоля, то удельная поверхность капель аэрозоля будет равна

$$\frac{s}{V} = \frac{6}{D_b}, \quad (44)$$

а на образование новой поверхности при распылении жидкости  $1 \text{ см}^2$  рабочей поверхности распылительного устройства за  $1 \text{ сек}$  будет расходоваться акустическая энергия  $E_{s,p}$

$$E_{s,p} = \frac{6}{D_b} \Pi' \cdot \sigma. \quad (45)$$

Воспользовавшись выражениями (8), (14), (45) и взяв вместо  $\Pi$  расчетную величину  $\Pi'_p$  (43), найдем

$$E_{s,p} = 2\pi a^2 \sigma f. \quad (46)$$

Таким образом, количество акустической энергии, расходуемой в 1 сек  $1 \text{ см}^2$  рабочей поверхности распылительного устройства на образование новой поверхности в идеализированном процессе, прямо пропорционально частоте и коэффициенту поверхностного натяжения жидкости. Поскольку выражение (46) найдено на основании представлений об идеализированном процессе каплеобразования, оно страдает теми же недостатками (в него не входят величины  $A$  и  $\eta$ ), что и выражение для скорости распыления (43). Все же такой расчет, как и расчет  $\Pi'_p$ , может дать некоторое представление о порядке интересующих нас величин.

## § 2. Распыление жидкости в слое

В соответствии с выражением (46), если  $\alpha=0,3$ , расход энергии при распылении воды акустическими колебаниями частоты 20 кгц невелик и составляет всего  $80 \text{ мвт/см}^2$ . Несколько меньшее значение получится, если для нахождения  $E_{s,p}$  воспользоваться выражением (45), подставив в него вместо  $\Pi'_p$  фактическую скорость распыления  $\Pi'$  ( $\Pi'/\Pi'_p \approx 0,24$ ). Сопоставим теперь величину  $\Pi'$  с той фактической акустической энергией  $E_{ак}$ , которая расходуется  $1 \text{ см}^2$  рабочей поверхности распылительного устройства за 1 сек. По данным Штамма и Польмана [21], при распылении воды акустическими колебаниями частоты 20 кгц со скоростью распыления  $1,3 \text{ см/сек}$  акустическая энергия  $E_{ак}=100 \text{ вт/см}^2$ . Воспользовавшись приведенными результатами оценок энергетических затрат и пренебрегая потерями на преодоление сил вязкости, можно приблизительно найти коэффициент эффективности диспергирования звуком  $\eta_{дис}$  [31]:

$$\eta_{дис} \approx \frac{E_{s,p}}{E_{ак}} = \frac{0,08}{100} = 8 \cdot 10^{-4},$$

или в процентном отношении

$$\eta_{дис} \cdot 100\% \approx 0,08\%.$$

Оценка, проведенная на основании экспериментальных данных Такаси, Ютака, Цунэо и др. [18], дает аналогичные результаты.

## § 3. Распыление жидкости в фонтане

Приблизительно оценить величину эффективности диспергирования звуком при распылении жидкости в фонтане можно, воспользовавшись результатами исследования сонолюминисценции и измерением потока звуковой энергии в фокальной области и в струе фонтана (см. § 4 гл. 4). Напомним, что согласно этим исследованиям, весь поток звуковой энергии  $P_v$ , вошедший в струю, расходуется в основном на рабочем участке струи фонтана, т. е. там, где наблюдается кавитация и происходит распыление жидкости. Величина  $P_v$  представляет собой некоторую часть всего потока акустической энергии  $P$ , излучаемого преобразователем, причем величина отношения  $P_v/P$  зависит от режима распыления. Так, при напряжении на излучателе, незначительно превышающем пороговое,  $P_v/P=0,34$ , а в режиме большой мощности  $P_v/P=0,65$  [27]. По аналогии с коэффициентом эрозионной эффективности диспергирования звуком  $\eta_{эра}$  [46], коэффициент эффективности диспергирования звуком  $\eta_{дис}$  можно представить в виде произведения двух независимых величин:

$$\eta_{дис} = \gamma \kappa,$$

где  $\kappa$  — коэффициент кавитационного использования акустической энергии, равный отношению величин  $P_v/P$  и  $P$ :

$$\kappa = \frac{P_v}{P},$$

а  $\gamma$  — коэффициент эффективности диспергирования кавитацией, равный отношению количества энергии  $E_s$ , расходуемой на образование свободной поверхности измельчаемого вещества, к потоку акустической энергии  $P_v$

$$\gamma = \frac{E_s}{P_v}.$$

Воспользовавшись данными работы [25], при распылении воды ультразвуком частоты 2 МГц производительность распыления  $\Pi \approx 4,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{сек}$ . Приняв, что все капли аэрозоля имеют одинаковый диаметр  $D_b = 2,3 \text{ мк}$ , в соответствии с выражением (45) имеем

$$E_{s, p} = 8,7 \cdot 10^{-3} \text{ вт}.$$

При распылении в режиме большой мощности  $\kappa = 0,65$ , если  $P = 2,0 \text{ вт}$  (см. § 4 гл. 4), коэффициент эффективности диспергирования звуком равен

$$\eta_{\text{дис}} \approx \frac{8,7 \cdot 10^{-3}}{2,0} = 4,4 \cdot 10^{-3},$$

или в процентном отношении:

$$\eta_{\text{дис}} \cdot 100\% \approx 0,4\%.$$

Из приведенного примера видно, что коэффициент эффективности диспергирования жидкости в фонтане приблизительно на порядок выше значения, соответствующего распылению жидкости в слое. Абсолютные значения скорости и производительности распыления жидкости в слое и в фонтане приведены в гл. 6. Следует заметить, что величину  $\eta_{\text{дис}}$  вряд ли можно считать той энергетической характеристикой, на основании которой судят об эффективности процесса при практическом его использовании. Эффективность диспергирования других неакустических способов также весьма низка.

## Глава 6

### ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОМЫШЛЕННОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ

#### § 1. Распыление жидкости в фонтане

Рассмотрим некоторые особенности распыления жидкости в фонтане, представляющие интерес для практического использования.

Распыление жидкости возникает тогда, когда напряжение на излучателе превышает некоторое пороговое значение  $u_n$ . Величина  $u_n$  зависит только от вязкости жидкости, причем при распылении жидкости в фонтане  $u_n$  прямо пропорционально коэффициенту динамической вязкости жидкости. При  $u > u_n$  производительность распыления возрастает с уве-

личением напряжения  $u$  (или мощности ультразвука). При постоянном напряжении на излучателе величина производительности распыления  $\Pi$  зависит от давления насыщающих паров  $p_n$ , а также от коэффициентов поверхностного натяжения  $\sigma$  и динамической вязкости  $\eta$

$$\Pi^2 \sim \frac{p_n}{\sigma \eta}.$$

Фонтан рационально создавать при помощи фокусирующих излучателей; в этом случае распыление протекает при сравнительно небольших энергетических затратах и, следовательно, применимы установки небольших габаритов. Толщина слоя жидкости над фокусирующим излучателем задается его фокальным расстоянием; изменение толщины слоя в несколько миллиметров при распылении в режиме большой мощности практически не отражается на интенсивности процесса.

Таблица 2

Производительность распыления различных жидкостей

$f$ , Мгц	$p_{ак}$ , ат	Жидкость	$t$ , °С	$p_n$ , мм рт. ст.	$\eta$ , спз	$\sigma$ , дин/см	$\Pi$ , см <sup>3</sup> /сек	Исследователи
1,2	30—500	Вода					0,03—0,2	[5]
1,2	30—460	Бензин					0,2—0,5	[5]
2,0	$p_{ак} = \text{const}$	Бутиловый спирт	20	4,7	3,0	24,6	0,01	[25]
2,0		Ксилол	20	10,0	0,7	29,0	0,03	[25]
2,0		Вода	20	17,5	1,0	72,7	0,05	[25]
2,0		Толуол	20	22,3	0,6	28,4	0,07	[25]
2,0		Н-Гептан	20	35,6	0,4	20,0	0,08	[25]
2,0		Этиловый спирт	20	43,6	1,2	22,7	0,07	[25]
2,0		Дихлорэтан	20	65,0	0,8	32,2	0,09	[25]
2,0		Этилацетат	20	74,0	0,5	23,9	0,13	[25]
2,0		Бензол	20	75,0	0,7	28,8	0,11	[25]
2,0		Четыреххлористый углерод	20	90,7	0,9	26,8	0,10	[25]
2,0		Метиловый спирт	20	95,7	0,6	22,6	0,14	[25]
2,0		Иодистый этил	20	110	0,6	28,1	0,14	[25]
2,0		Хлороформ	20	160	0,6	27,1	0,17	[25]
2,0		Ацетон	20	185	0,32	23,7	0,19	[25]
2,0	Этиловый эфир	20	437	0,24	16,6	0,39	[25]	
2,7	10—60	Вода					0,03—0,2	[5]
2,7	3—50	BV-Aga1					0,1—0,3	[5]
2,7	3—50	Бензин					0,3—0,6	[5]

Значения производительности распыления различных жидкостей в фонтане, найденные отдельными исследователями, приведены в табл. 2. Значения диаметров капель аэрозоля лежат в основном в пределах 0,3—3,0  $D_b$ , причем

$$D_b = 0,3 \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}}. \quad (47)$$

На рис. 44 показана зависимость  $D_b$  от  $f$ , построенная с помощью выражения (47). Распыление жидкости в фонтане до сего времени использовалось практически только в медицине для ингаляции [6, 37]. Для этой цели пригодны только дисперсионные аэрозоли, так как лишь при механическом диспергировании жидкости содержащиеся в ней вещества переходят в аэрозоль. Если сравнить [47] особенности ультразвукового и весьма распространенного пневматического (дюзового) способа приготовления аэрозолей для ингаляции, то окажется, что первый способ имеет ряд преимуществ. При распылении жидкости в ультразвуковых ингаляторах образуется аэрозоль, весовое распределение которого полностью лежит

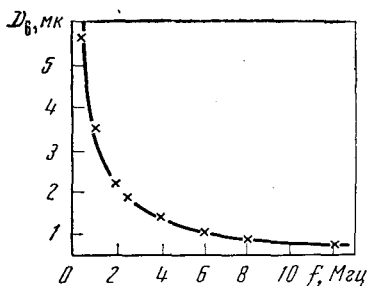


Рис. 44. Зависимость  $D_b$  от  $f$

в пределах диаметров, используемых в медицине ( $0,1 \text{ мк} < D < 10 \text{ мк}$ ). Ингаляторы, в которых используется пневматическое распыление, не обладают этим свойством. Ультразвуковые ингаляторы позволяют получать плотности аэрозоля на порядок больше, чем пневматические установки. Варьирование плотности аэрозоля, создаваемого ультразвуковым ингалятором, не связано с изменением расхода воздуха и может происходить в широких пределах. В связи с тем, что скорость движения аэрозоля при его образовании под действием ультразвука невелика, можно точно дозировать количество вещества, назначенного для ингаляции; таким

образом, потери лекарственных веществ ничтожны. При ультразвуковом распылении не наблюдается изменения процентного состава раствора, запасенного в ингаляторе. Капельки аэрозоля, образующиеся в таком ингаляторе, не бывают положительно заряжены. Как правило, аэрозоль имеет слабый отрицательный знак. Экспериментально показано, что биологическая активность лекарственных веществ и даже живых микроорганизмов, содержащихся в распыляемом растворе, практически не изменяется [5, 48]. Опубликовано уже довольно много работ, посвященных терапии аэрозолями, образованными ультразвуком; промышленность выпускает ультразвуковые ингаляторы; оборудованы соответствующие ингалятории. Однако одно из наиболее рациональных практических применений распыления жидкости в фонтане — это использование его в таких приборах и устройствах, в процессе работы которых необходимо создавать высококачественный аэрозоль из небольших количеств жидкости. Специальная кювета с дном из звукопроницаемой пленки и промежуточная среда для акустического контакта позволяют создавать аэрозоль, если в наличии имеется всего несколько кубических сантиметров жидкости. Для снижения порога распыления жидкости и интенсификации процесса рекомендуется снабжать распылительное устройство нагревателем.

Для предотвращения деполяризации керамического излучателя распылительные устройства, функционирующие непрерывно в течение длительных промежутков времени, рекомендуется снабжать системой охлаждения.

## § 2. Распыление жидкости в слое

При распылении жидкости в слое скорость (или производительность) распыления возрастает с увеличением амплитуды колебаний поверхности распылительного устройства и снижением вязкости озвучиваемой жидкости (см. § 3 гл. 2). Скорость (или производительность) распыления зависит также от толщины слоя жидкости. Существует оптимум толщины слоя, при котором распыление протекает наиболее интенсивно. Характер зависимости скорости распыления от толщины слоя жидкости не ясен.

Качество аэрозоля зависит от амплитуды колебаний поверхности распылительного устройства. При небольших амплитудах колебаний диаметры капель лежат в пределах приблизительно от  $0,3$  до  $3,0 D_i$ .

На рис. 45 приведена зависимость  $D_b$  от  $f$ , построенная с помощью выражения (47). С возрастанием амплитуды колебаний спектр диаметров капель заметно расширяется и вместе с максимумом смещается в сторону больших значений диаметра. В первом приближении нормально-логарифмическая функция может быть использована для описания распределения капель аэрозоля по диаметрам. Чтобы сообщать рабочей поверхности



колебания большой амплитуды, используется сочетание преобразователя с концентратором (трансформатором скорости). Величина площади рабочей зоны в известных нам распылительных устройствах не превышает десятков квадратных сантиметров. Штамм и Польшман [21] рекомендуют использовать изгибные колебания для акустического распыления жидкости в слое. Применяв подогрев, можно интенсифицировать процесс за счет снижения вязкости жидкости и распылять низкоплавкие твердые вещества, переводя их предварительно в расплав.

В табл. 3 приведены значения производительности  $\Pi$ , фактической и расчетной скорости распыления  $\Pi'$  и  $\Pi'_p$ , найденные в результате анализа известных нам литературных источников. Из таблицы видно, что величина отношения  $\Pi'_p/\Pi$  существенно зависит от вязкости жидкости, уменьшаясь со снижением величины коэффициента динамической вязкости жидкости.

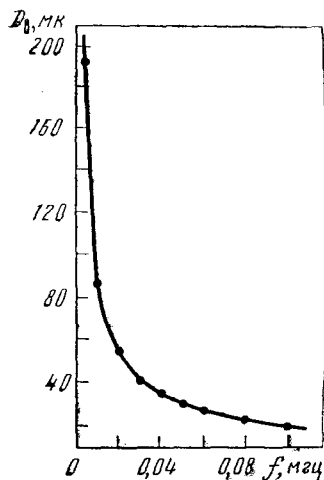


Рис. 45. Зависимость  $D_b$  от  $f$

Таблица 3

Производительность, фактическая и расчетная скорости распыления

$f$ , кгц	$A$ , мк	Жидкость	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\sigma$ , дин/см	$\eta$ , стпз	$\Pi$ , см <sup>3</sup> /сек	$\Pi'$ (фактич.), см/сек	$\Pi'_p$ , см/сек	Исследователи
18,5	10—20	Вода	1	74	1	0,2—3,3			[18]
20	30	Эмалевая краска					0,4		[16]
20	6—19	Вода	1	74	1	0,1—6,0			[18]
20—21	10	»	1	74	1		1,3	5,5	[21]
20—21	25	Силиконовое масло	0,78	15,5	0,65		1,5	3,5	[21]
20—21	25	То же	0,91	18	3		0,6	3,5	[21]
20—21	25	» »	0,94	20	7		0,4	3,6	[21]
20—21	25	» »	0,95	20	11,5		0,3	3,6	[21]
20—21	25	» »	0,96	20	20		0,1	3,6	[21]
20—21		Топливо	0,80	30	2,0		0,8	4,3	[21]
20—21		»	0,85	27,9	2,5		0,8	4,2	[21]
20—21		»	0,85	27,3	8,1		0,3	4,1	[21]
20—21		Свинец ( $t=350^\circ\text{C}$ )	10,6	449	2,5		1,1	4,5	[21]
25		Вода	1	74	1	3,3	2		[9]
25,5	10—16	»	1	74	1	0,1—6,7			[18]
50	12—18	»	1	74	1	0,1—0,8			[18]

Рассмотрим два перспективных направления промышленного использования распыления жидкости в слое: распыление расплава для приготовления порошков и распыление жидкого топлива в ультразвуковых горелках.

Для приготовления порошков могут быть использованы механическое дробление, пневматическое (дюзовое) распыление расплава, а также химические и электролитические методы диспергирования. Механическое дробление непригодно для приготовления порошка из мягких и вязких материалов. Для дюзового распыления необходимо большое количество инертного газа; при использовании воздуха происходит коррозия поверхности частиц. Электролитически невозможно получать порошок из сплава металлов. Кроме того, при химическом и электролитическом способе полу-

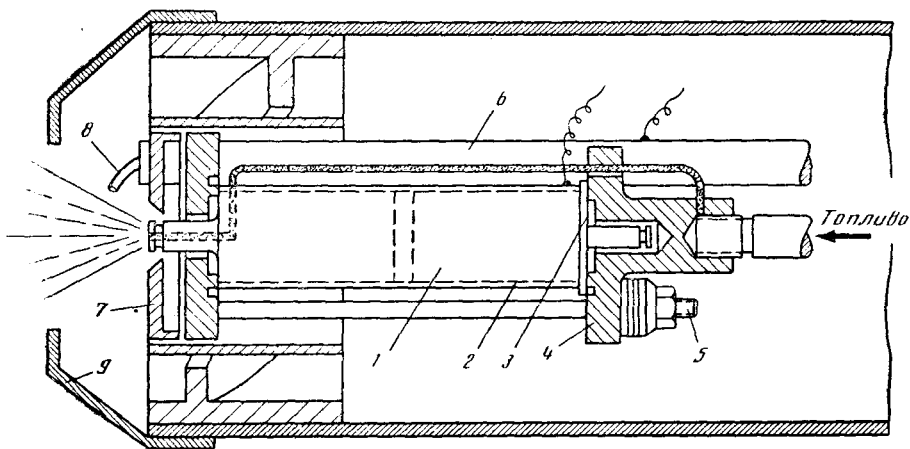


Рис. 46. Схема горелки с акустическим распылением топлива

чения порошков возникает проблема удаления жидкости из продукта. Ультразвуковой способ приготовления порошков из расплава лишен многих недостатков, присущих пречисленным способам. Наиболее рационально использовать рассматриваемый способ для приготовления порошков из вязких и мягких материалов (свинец, олово, их сплавы и некоторые виды пластмасс и др.), имеющих невысокую температуру плавления. Коэффициент динамической вязкости расплавленных металлов при температуре, превышающей на  $50^\circ\text{C}$  точку их плавления, лежит в пределах от 0,5 до 6,0 *спз* [48]. Скорость распыления ультразвуком частоты 20 *кГц* расплавов свинца, цинка, кадмия, висмута и их сплавов, у которых в этих условиях  $\eta \approx 3$  *спз* [21], равна приблизительно 1 *см/сек* (см. рис. 15). Ультразвуковая установка, созданная в лаборатории Польшмана [21], позволяет получать порошок из расплава вещества, точка плавления которого не превышает  $350^\circ\text{C}$ . Распыление протекает в атмосфере инертных газов, которые не расходуются. Изготавливается практически монодисперсный сухой порошок с частицами сферической формы без окисной пленки. Для приготовления 1 *т* свинцового порошка на стандартной шаровой мельнице производительностью 8 *кг/час* требуется электроэнергия 375 *квт/час*. Ультразвуковая установка производительностью 45 *кг/час* для приготовления такого же количества порошка потребляет 42 *квт/час*. Следует, однако, заметить, что дисперсность порошка, изготовленного с помощью шаровой мельницы, выше, чем порошка, полученного на ультразвуковой установке. Однако порошок, изготовленный на шаровой мельнице, загрязнен окислами, которых при ультразвуковом способе диспергирования нет.

Как известно, существует два способа приготовления горючей смеси: за счет испарения и механическим диспергированием жидкого топлива. В первом способе используются легкие, летучие виды жидкого топлива. Расход топлива в горелках, использующих этот способ приготовления горючей смеси, сравнительно невелик. Дешевые, тяжелые виды жидкого топлива сжигаются в горелках другого типа, где они предварительно диспергируются и смешиваются с воздухом в камере сгорания. Общеизвестен пневматический (дюзовый) способ диспергирования со всеми присущими ему недостатками (закупорка дюзовых отверстий, большая скорость движения частиц аэрозоля и т. д.). Судя по имеющейся в нашем распоряжении специальной литературе, до сих пор не удалось создать вариант горелки такого типа небольшой производительности (несколько литров в час).

На рис. 46 показана схема горелки с расходом топлива 0,4—2,7 *л/час*, в которой топливо диспергируется ультразвуком частоты 60 *кГц* [50].

Основная деталь горелки — симметричный пакетный преобразователь 1 с концентраторами скорости. Пакет с теплоизоляцией 2 и электроизоляцией 3 закреплен между накладками 4, стянутыми болтами 5. Напряжение в. ч. подводится по стержню 6; 7 — экран теплозащиты преобразователя; 8 — электрод зажигания; 9 — выходной конус для формирования пламени. Горелка компактна, отличается высокой надежностью при малых расходах топлива и простым устройством. В отходящих газах отсутствует сажа, что свидетельствует о высокой дисперсности аэрозоля, образующегося при распылении топлива ультразвуком. Существуют промышленные выпуски таких горелок, предназначенных в основном для теплоцентралей, обслуживающих небольшие индустриальные и жилые объекты [51, 52]. (Подробнее об эксплуатации таких горелок см. работы [53, 54].)

### § 3. Распыление жидкости с подведением акустической энергии в рабочую зону через газ

Распыление жидкости с подведением акустической энергии к рабочей зоне через газ, или распыление жидкости в активной зоне аэромеханических акустических излучателей — наименее исследованный способ акустического распыления жидкости. Какие-либо серьезные попытки исследования физического механизма распыления жидкости этим способом не предпринимались. Однако имеются сведения о сравнительно широком практическом использовании распыления жидкости статическими аэромеханическими излучателями. Наряду с установками огромной производительности, выпущены серии малых горелок для бытовых нужд, в которых распыление жидкого топлива происходит именно таким способом. Известно, что некоторые американские фирмы выпускают промышленные горелки с акустическим распылением легкого и тяжелого жидкого топлива, расход которого варьируется в весьма широких пределах. Так, фирма «Astrosol» выпускает преимущественно горелки с большим расходом тяжелого топлива от 250 до 6000 л/час, предназначенные для котельных установок кораблей и электростанции; эти горелки могут устанавливаться в металлургических печах, во вращающихся цилиндрических печах и т. д.

Имеются сведения [55, 56] о том, что одна из горелок такого типа с расходом топлива 4000 л/час уже в течение нескольких лет эксплуатируется под Нью-Йорком во вращающейся цилиндрической печи для обжига цемента. Фирма «Todd Shipyard Corp.» выпускает горелки типа «Sonicore» со средним расходом топлива 120 — 500 л/час [57], в которых жидкое топливо также распыляется акустическими колебаниями. Эти горелки в комплекте с камерой сгорания улучшенного аэродинамического профиля устанавливаются в котельных, снабжающих горячей водой и паром комплексы жилых и промышленных зданий. Способ распыления жидкости в активной зоне аэромеханических акустических излучателей используется в горелках преимущественно со средним и большим расходом жидкого топлива. Предпринимаются попытки создать горелки такого же типа с небольшим расходом топлива: 24, 12 и 6 л/час [57]. Устройство таких горелок с акустическим распылением жидкого топлива сравнительно несложно, состоит она из трех основных частей (рис. 47) [58]: сопла 1, резонирующей полости 2 и системы подведения топлива 3 в зону распыления. Частота акустических колебаний, генерируемых в горелке, лежит в пределах от 5 до 20 кгц. Основные преимущества горелок с акустическим распылением топлива перед обычными форсунками таковы:

1) нет движущихся частей, поскольку акустические колебания в газовой среде создаются статическими аэромеханическими преобразователями;

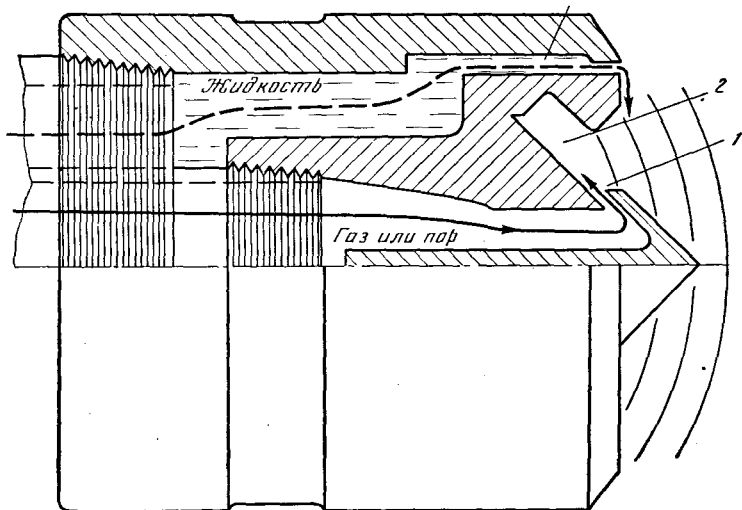


Рис. 47. Схема горелки со свистковым распылением топлива

- 2) распыление топлива тонко- и приблизительно монодисперсно;
- 3) акустическое поле стабилизирует процесс горения;
- 4) горение протекает достаточно полно без запаха и без образования сажи;
- 5) засорения горелок не происходит, они как бы автоматически очищаются;
- 6) расход топлива может варьироваться в широких пределах; не прерывая процесс горения, можно плавно изменять его режим и форму пламени.

Помимо карбюрации, распыление жидкости в активной зоне аэромеханических излучателей может быть широко использовано в химической, нефтеперерабатывающей и пищевой промышленности, например, для интенсификации процессов тепло- и массообмена (в распылительных сушилках [59], очистительных установках, скрубберах и т. п.).

О физическом механизме процесса распыления жидкости высказано два весьма общих предположения. Фортман [56] полагает, что аэрозоль образуется в результате разрушения струй и капель жидкости турбулентными пульсациями давления, вызванными мощным звуковым полем. Ламекин [60, 61], считает, что механизм диспергирования — кавитационный. Проведенная им весьма грубая оценка качества аэрозоля, образовавшегося при распылении воды экспериментальной форсункой, показала, что средние диаметры капель лежат в пределах 80—130 мк.

\* \* \*

Кроме рассмотрения физического механизма процесса, данная работа имеет целью привлечь внимание к тем широким возможностям, которые заключены в акустических способах получения аэрозолей. Способы заметно различаются по степени изученности их физического механизма, конструкции распылительных установок, производительности распыления и дисперсности образующегося в них аэрозоля. Так, наиболее высококачественный аэрозоль образуется при распылении жидкости в фонтане, однако производительность распыления жидкости этим способом невелика, порядка 1 л/час. В то же время размеры всего комплекта распылительной установки

(генератор и распылитель), в котором используется этот принцип, могут быть весьма невелики, что делает удобным его использование в измерительной аппаратуре, спектрографе и пр. Наиболее продуктивный (производительность распыления 1000 л/час), но наименее изученный способ распыления жидкости в активной зоне аэромеханических излучателей имеет наибольшее число промышленных применений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Wood, A. L. Loomis. The Physical and Biological Effects of High-frequency Sound Waves of Great Intensity. — Phil. Mag., 4, N 22, 417, 1927.
2. K. Söllner. The Mechanism of the Formation of Fogs by Ultrasonic Waves. — Trans. Faraday Soc., 32, 1532, 1936.
3. F. Streibl. Inhalationstherapie — ein neues Anwendungsgebiet des Ultraschalls. — Diss. Erlangen, 1947.
4. T. K. McCubbin. The Particle Size Distribution in Fog Produced by Ultrasonic Radiation. — JASA, 25, 5, 1013, 1953.
5. K. Bisa, K. Dirnagl, R. Esche. Zerstäubung von Flüssigkeiten mit Ultraschall. — Siemens Z., 28, 8, 314, 1954.
6. K. Bisa, K. Dirnagl, R. Esche. Ultraschall-Aerosole und ihre Verwendung in der Inhalations-Therapie. — Z. Aerosol-Forschung und Therapie, 3, 5/6, 441, 1954.
7. K. Dirnagl, R. Esche. Ultraschall-Raumvernebler. — Siemens Z., 29, 9, 382, 1955.
8. «TuR» Ultraschall-Raumaerosolgerät. VEB Transformatoren und Röntgenwerk. Dresden, 1959.
9. A. E. Crawford. Production of Spray by High Power Magnetostriction Transducers. — JASA, 27, N 1, 176, 1955.
10. M. Faraday. On a Peculiar Class of Acoustical Figures and on Certain Forms Assumed by Groups of Particles upon Vibrating Elastic Surfaces. — Philos. Trans., Roy. Soc., Ser. Math. and Phys. Sci., 121, 2, 299, 1831.
11. J. W. S. Rayleigh. On the Crispations of Fluid Resting upon a Vibrating Support. — Phil. Mag., 16, 50, 1833.
12. J. W. S. Rayleigh. On the Tension of Water Surfaces Clean and Contaminated. — Phil. Mag., 30, 386, 1830.
13. В. И. Сорокин. Исследование акустических водно-воздушных резонаторов. Канд. дисс. М., 1957.
14. W. Eisenmenger. Dynamic Properties of the Surface Tension of Water and Aqueous Solutions of Surface Active Agents with Standing Capillary Waves in the Frequency Range from 10 kc/s to 1,5 Mc/s. — Acustica, 9, N 4, 327, 1959.
15. B. Carlin. Ultrasonic Fog Produced in Molten Metals. — JASA, 30, N2, 153, 1958.
16. J. N. Antonewich. Ultrasonic Atomisation of Liquids. — Proc. Nat. Electronics Conf. Chicago, 13, 798, 1957.
17. R. J. Lang. Ultrasonic Atomization of Liquids. — JASA, 34, N1, 6, 1962.
18. Оно Такаси, Накагава Ютака, Ториа Цунэо и др. Распыление жидкостей ультразвуком. — NEC, 62, 10, 1963.
19. R. L. Peskin, R. J. Raso. Ultrasonic Atomization of Liquids. — JASA, 35, N 9, 1378, 1963.
20. K. Stamm. Die Vernebelung schmelzbarer Festkörper mit Ultraschall. — Forschungsber. Landes Nordrhein-Westfalen, N 933. Köln und Opladen, W. D. V., 1960.
21. R. Pohlman, K. Stamm. Untersuchung zum Mechanismus der Ultraschall Vernebelung an Flüssigkeitsoberflächen im Hinblick auf technische Anwendungen. — Forschungsber. Landes Nordrhein-Westfalen. N 1480. Köln und Opladen, W. D. V., 1965.
22. О. К. Экнадиосянц. О распылении жидкости низкочастотными ультразвуковыми колебаниями. — Акуст. ж., 12, вып. 1, 127, 1966.
23. Л. Д. Розенберг, О. К. Экнадиосянц. О кинетике ультразвукового туманообразования. — Акуст. ж., 6, вып. 3, 370, 1960.
24. О. К. Экнадиосянц. О кинетике ультразвукового туманообразования. — Акуст. ж., 9, вып. 2, 247, 1963.
25. Э. Л. Гершензон, О. К. Экнадиосянц. О природе распыления жидкостей в ультразвуковом фонтане. — Акуст. ж., 12, вып. 3, 310, 1966.
26. Б. И. Ильин, О. К. Экнадиосянц. К вопросу о природе распыления жидкостей в ультразвуковом фонтане. — Акуст. ж., 12, вып. 3, 310, 1966.
27. О. К. Экнадиосянц. О роли кавитации в процессе распыления жидкостей в ультразвуковом фонтане. — Акуст. ж., 14, вып. 1, 107, 1968.

28. Е. Б. Геркен, Л. М. Иванцов, Б. И. Костин. О применении ультразвука для введения растворов в источник света при спектральном анализе. — Заводская лаборатория, 12, 1451, 1962.
29. R. Pohlman, E. G. Lieker. Zur Flüssigkeitsverneblung mit Ultraschall unter besonderer Berücksichtigung der Aerosolerzeugung. — 5-e Congrès International d'Acoustique, Liège, 1965, D35.
30. H. S. Fogler, K. D. Timmerhaus. Ultrasonic Atomization Studies. — JASA, 39, N 3, 515, 1966.
31. О. К. Экнадиосянц. Распыление жидкости акустическими колебаниями. Канд. дисс. М., 1967.
32. Ю. С. Кургин, Б. В. Дерягин. О влиянии периодических колебаний давления на фазовое равновесие. — Коллоид. ж., 26, вып. 2, 215—223, 1964.
33. Э. Л. Александров, Ю. С. Седунов. К вопросу о термодинамическом действии звукового поля на капельную систему. — Труды ин-та прикладной геофизики, 1, 39, 1965.
34. G. Kesk. Ultraschallbeobachtungen an Flüssigleitsoberflächen. — Acustica, 7, 5, 310, 1957.
35. Ю. Я. Богуславский, О. К. Экнадиосянц. О физическом механизме распыления жидкости акустическими колебаниями. — Акуст. ж., 15, вып. 1, 17, 1969.
36. О. К. Экнадиосянц. Распыление жидкостей в ультразвуковом фонтане. — Ультразвуковая техника, 4, 1, 8, 1966.
37. G. Pickroth. Ultraschallverneblung in der Medizin. — Deutsche Gesundheitswesen, 13, N 33, 1030, 1958.
38. R. G. Busnel, M. Degrois. Variation dans un liquide en fonction d'une pression gazeuse croissante ou décroissante. — Communications du Congrès international sur les traitements par les ultrasons. Marseille, 1955, 25—29.
39. Б. И. Ильин, О. К. Экнадиосянц. О влиянии статического давления на фонтанирование жидкости под действием ультразвука. — Акуст. ж., 14, вып. 4, 538, 1968.
40. M. Minnaert. On Musical Air-Bubbles and the Sounds of Running Water. — Phil. Mag., 16, N7, 235, 1933.
41. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГТТИ, 1954.
42. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1958.
43. A. W. Doyle, B. V. Mokler, R. R. Perron, D. D. Little. New Means of Fuel Atomization. — Amer. Petrol. Inst. Publ., N 1701, 1962.
44. М. Г. Сиротюк. Баланс энергии звукового поля при наличии кавитации. — Акуст. ж., 10, вып. 4, 393, 1964.
45. Р. Коул. Подводные взрывы. ИЛ, 1950.
46. Л. Д. Розенберг. Об оценке кавитационной эффективности акустической энергии. — Акуст. ж., 11, вып. 1, 121—124, 1965.
47. G. Pickroth. Ultraschall-Aerosole und ihre Anwendung in der Medizin. Sbornik z celostátnéj Konference o ultrazvuku s medizínaródnou úcast'ou, 27—44. Praha, 1965.
48. С. Н. Муромцев, В. П. Ненашев. Ультразвуковой распылитель аэрозолей. — Журнал микробиологии, эпидемиологии и иммунологии, 10, 50, 1960.
49. Yaо Tung-Ping. Die Viskosität metallischer Schmelzen. — Forschungsber. N. R. W., N336. W. D. V. Köln und Opladen.
50. G. Schuster. Studien über den Ultraschall-Brenner. — Öl- und Gasfeuerung, 9, N7, 718, 1964.
51. E. S. Stanley, T. E. Hoffman, J. E. McCullough, R. R. Perron, F. A. D. Little. Weitere Verbesserung eines Ultraschall-Ölbrenners. — Oel+Gas, 9, N 12, 46, 1964.
52. Ultrasonic Atomizer Injects the Fuel. — New Scientist, 15, 298, 251, 1962.
53. С. Н. Bradbury. Ultrasonic Atomization of Liquid Fuels. Some British Developments. — J. Fuel and Heat Technol., 14, 9, 35, 1966.
54. W. D. Dysart. Application of an Ultrasonic Atomizer to a Vortex Combustion System. — J. Fuel and Heat Technol., 14, N 10, 3, 1967.
55. W. Richter. Ultraschalldüsen sind sauber, wirtschaftlich und gut regelbar. — Oel+Gas, 9, N3, 60, 1964.
56. W. K. Fortman. Hochleistungs-Schallzerstäuber. — Oel+Gas, 10, N4, 58, 1965.
57. A. B. Wolle. Betriebserfahrungen mit einer Ultraschalldüse für schweres Heizöl. — Oel+Gas, 10, 3, 44, 1965.
58. Un nouveau bruleur pour combustibles liquides. — L'usine Nouvelle, 30, 71, 1965.
59. Sound Waves Form Uniform Drops in Spray Nozzle. — Chem. Engng, 68, 18, 84, 1961.
60. Н. С. Ламекин. Метод расчета зазора генератора форсунки жидкого топлива. Изд-во Высш. уч. зав., Машиностроение, 10, 114, 1961.
61. Н. С. Ламекин. Основы теории форсунки для жидкого топлива с газовым генератором. Изд-во Высш. уч. зав., Машиностроение, 11, 103, 1960.

ЧАСТЬ VI

**СОДЕРЖАНИЕ СВОБОДНОГО ГАЗА  
В ЖИДКОСТЯХ  
И МЕТОДЫ ЕГО ИЗМЕРЕНИЯ**

*Л. Р. Гаврилов*

## Часть VI

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	395
Глава 1. Определение количества и размеров пузырьков по вносимому ими затуханию звука . . . . .	396
§ 1. Затухание звука в жидкости, содержащей пузырьки . . . . .	396
§ 2. Аппаратура . . . . .	402
Глава 2. Определение концентрации свободного газа по скорости звука в жидкости . . . . .	405
§ 1. Сжимаемость среды жидкость—газовые пузырьки и скорость звука в ней . . . . .	405
§ 2. Аппаратура . . . . .	408
Глава 3. Исследования содержания свободного газа в жидкостях . . . . .	410
§ 1. Влияние некоторых факторов на содержание свободного газа в жидкости . . . . .	410
§ 2. Содержание свободного газа в воде замкнутых гидродинамических установок . . . . .	413
§ 3. Влияние вихреобразования в жидкости на содержание свободного газа . . . . .	415
§ 4. Содержание свободного газа в кильватерных струях кораблей . . . . .	417
§ 5. Распределение стабильных газовых пузырьков в воде . . . . .	419
§ 6. Влияние твердых примесей на стабилизацию газовых пузырьков в жидкостях . . . . .	422
Литература . . . . .	424



## ВВЕДЕНИЕ

Общее газосодержание жидкости есть сумма растворенного и свободного газа, существующего в виде газовых пузырьков.

Содержание свободного газа в жидкости обычно составляет малую часть ( $10^{-10}$ — $10^{-2}$ ) от общего газосодержания, однако даже столь малое количество свободного газа может заметно влиять на ход различных технологических процессов, связанных с излучением в жидкость мощного ультразвука и последующим возникновением кавитационных явлений. Известно<sup>1</sup>, что кавитационная прочность жидкости едва ли не в первую очередь определяется содержанием в ней газовых пузырьков. Воздействуя тем или иным способом на количество и размеры пузырьков, можно не только существенно изменять кавитационные свойства жидкости, но и влиять на характер и интенсивность различных процессов, сопутствующих кавитации. Так, уменьшение содержания в жидкости свободного газа позволяет значительно повысить эффективность кавитационной эрозии. Известно, что при замыкании кавитационных каверн образуются ударные волны, вызывающие разрушение материала; скорость смыкания стенок каверн, а следовательно, и давления, образуемые при сжатии, зависят от количества газа внутри каверны. Таким образом, вопрос об интенсивности кавитационного разрушения материала связан с характеристиками ядер, из которых образуются кавитационные каверны, и прежде всего — с количеством газа в них. Повышая гидростатическое давление в жидкости, удастся уменьшить содержание в ней свободного газа и увеличить интенсивность ударных волн на несколько порядков по сравнению с обычными условиями (см. например [1, 2], а также часть III настоящей книги и часть V второй книги).

Технические применения, для которых имеет существенное значение содержание в жидкостях свободного газа, не ограничиваются областью ультразвуковой техники и технологии. Здесь могут быть упомянуты исследования кильватерных струй, состоящих из газовых пузырьков различных размеров. Наконец, содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения представляют интерес и при определении кавитационных качеств модельных гидромашин (гидротурбин, гребных винтов, насосов и т. д.). Экспериментально установлено [3, 4], что данные модельных кавитационных испытаний обтекаемых тел различных типов существенно зависят от содержания свободного воздуха в воде, заполняющей кавитационные стенды и трубы. Введение постоянного контроля за содержанием в жидкости свободного воздуха позволило бы значительно уточнить методику определения кавитационных качеств гидромашин.

Существующие способы измерения газосодержания жидкости (методы Винклера, Ван-Слайка и т. д. [5]) позволяют определить лишь суммарное количество газа, находящегося в жидкости как в свободном, так и в растворенном виде. Раздельное измерение свободной и растворенной газовых фаз с помощью этих методов принципиально невозможно.

<sup>1</sup> См., например, гл. 1 части V второй книги настоящей монографии.

Наиболее перспективными методами измерения содержания свободного газа в жидкости представляются акустические, основанные на свойстве газовых пузырьков влиять на затухание и скорость звука, распространяющегося в среде жидкость—газовые пузырьки.

В настоящей части рассмотрены акустические методы измерения в жидкости свободного газа, описана измерительная аппаратура, приводятся результаты экспериментальных исследований содержания в воде свободной газовой фазы. Основное внимание уделено прикладным аспектам, теоретические представления обсуждаются кратко, но даются ссылки на литературу, содержащую более подробное исследование предмета.

## Глава 1

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА И РАЗМЕРОВ ПУЗЫРЬКОВ ПО ВНОСИМОМУ ИМИ ЗАТУХАНИЮ ЗВУКА

#### § 1. Затухание звука в жидкости, содержащей пузырьки

При распространении звука в жидкости, содержащей газ в нерастворенном виде, пузырьки, размеры которых близки к резонансному для данной частоты звука, вызывают значительное затухание звуковой энергии. Основные причины этого явления таковы:

1) нагрев пузырька и отвод тепла к жидкости при периодических изменениях объема пузырька, которые он испытывает под действием звуковой волны;

2) рассеяние части звуковой энергии, обусловленное тем, что колеблющийся пузырек является сферическим излучателем звука;

3) потери энергии за счет образования потоков жидкости вокруг колеблющегося пузырька.

Для характеристики поглощения и рассеяния звука колеблющимся газовым пузырьком введены понятия эффективных поперечных сечений погашения  $\sigma_e$ , поглощения  $\sigma_a$  и рассеяния  $\sigma_s$ . Под эффективным поперечным сечением погашения  $\sigma_e$  подразумевается площадь сечения, перпендикулярного к направлению падения звуковой волны, для которого проходящая звуковая энергия равна сумме энергий, поглощаемой и рассеянной пузырьком. По определению,

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s. \quad (1)$$

Величины поперечных сечений погашения, поглощения и рассеяния определяются из выражений [6]:

$$\sigma_e = \frac{4\pi R^2 \left(\frac{\delta}{\eta}\right)}{\left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta^2}; \quad (2)$$

$$\sigma_a = \frac{4\pi R^2 \left(\frac{\delta}{\eta} - 1\right)}{\left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta^2}; \quad (3)$$

$$\sigma_s = \frac{4\pi R^2}{\left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta^2}, \quad (4)$$

где  $f_0$  — резонансная частота пузырька с радиусом  $R$ ;  $f$  — частота звука;  $\delta$  — постоянная затухания пузырька;  $\eta = 2\pi R/\lambda$  — отношение длины окружности пузырька к длине волны  $\lambda$ . Индекс 0 здесь и далее соответствует резонансному значению величин.

Резонансная частота пузырька для случая амплитуды колебаний, малой по сравнению с радиусом пузырька, определяется из соотношения [7]

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma \left(P + \frac{2\sigma}{R}\right)}{\rho}}, \quad (5)$$

где  $P$  — гидростатическое давление в жидкости;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей  $C_p/C_v$  газа;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения на границе газа и жидкости;  $\rho$  — плотность жидкости.

Для больших пузырьков ( $R > 1.5 \cdot 10^{-3}$  см) влиянием поверхностного натяжения на величину давления внутри пузырька можно пренебречь:

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P}{\rho}}, \quad (6)$$

а для воздушных пузырьков в воде

$$f_0 R_0 = 0,328 \text{ кгц} \cdot \text{см}. \quad (7)$$

Более точные расчетные формулы, связывающие резонансную частоту пузырька с его размерами, получены Девином [8] и приводятся в части IV настоящей книги [формулы (5), (7) и (8), стр. 257, 258].

В соответствии с перечисленными причинами затухания, вносимого пузырьками, величина постоянной затухания  $\delta$  состоит из трех составляющих:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3, \quad (8)$$

обусловленных теплопроводностью, излучением и вязкостью. Формулы для расчета каждой из составляющих постоянной затухания получены в работах [8—10] и приведены в части IV настоящей книги [формулы (10), (13), (14), стр. 258, 260].

Заметим лишь здесь, что величины постоянных затухания пузырьков с резонансными частотами от 20 до 1000 кгц, т. е. с радиусами в интервале  $1.6 \cdot 10^{-2} - 4 \cdot 10^{-4}$  см меняются в пределах от 0,08 до 0,13 (значения величин  $\delta_0$  понадобятся нам позднее).

Величина  $\eta$  в формулах (2)—(4) для резонансных пузырьков любого радиуса при колебаниях малой амплитуды приблизительно постоянна. Действительно, с учетом (5), (6)

$$\eta_0 = \frac{2\pi R_0}{\lambda} = \frac{2\pi R_0 f_0}{c} \approx \frac{1}{c} \sqrt{\frac{3\gamma P}{\rho}}, \quad (9)$$

где  $c$  — скорость звука в жидкости.

Для воздушного пузырька в воде и при  $P = 1$  атм

$$\eta_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-2}. \quad (10)$$

Из формул (2)—(4) следует, что эффективные поперечные сечения  $\sigma_e$ ,  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$  при заданном радиусе пузырька максимальны, когда  $f = f_0$ , т. е. когда падающая звуковая волна оказывается в резонансе с колебаниями пузырька. Важно то обстоятельство, что величины  $\sigma_{e0}$ ,  $\sigma_{a0}$  и  $\sigma_{s0}$  при резонансе существенно превышают геометрическое поперечное се-

чение пузырька  $\pi R^2$ . Так, для пузырьков с резонансными частотами 40—100 кГц ( $\delta_0 \approx 0,1$ ) это отношение составляет

$$\frac{\sigma_{e0}}{\pi R^2} = \frac{4}{\delta_0 \eta_0} \approx 3 \cdot 10^3. \quad (11)$$

Таким образом, существенное воздействие пузырьков резонансных размеров на распространение звука в жидкости никак не соответствует их весьма малым поперечным размерам.

Резонансный характер затухания, вносимого пузырьками, иллюстрируется рис. 1 и приведенными ниже данными, где представлены расчетные зависимости  $\sigma_e/\sigma_{e0} = f(f/f_0)$  при  $\delta_0 = 0, 1$ .

$f/f_0$	0,5	0,7	0,9	0,95	0,97	1	1,02
$\sigma_e/\sigma_{e0}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$	0,15	0,43	0,68	1	0,9
$f/f_0^2$	1,05	1,1	1,2	1,3	1,5	2	
$\sigma_e/\sigma_{e0}$	0,58	0,27	0,11	$7,7 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	

Из формул (2) и (4) легко получить простое соотношение

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_0} = \frac{\eta}{\delta}, \quad (12)$$

из которого следует, что пузырьки поглощают звук значительно сильнее, чем рассеивают. Так, для пузырьков с резонансными частотами выше 40 кГц ( $R_0 < 10^{-2}$  см) отношение  $\sigma_{e0}/\sigma_{e0}$  составляет менее 1:7. Поэтому звук, рассеянный на пузырьках последовательно несколько раз, очень слаб.

Рассмотрим затухание звука в пелене пузырьков [6]. Предположим сначала, что звуковая волна распространяется через область, содержащую пузырьки одного размера. Пусть в  $1 \text{ см}^3$  жидкости содержится  $n$  пузырьков, причем величина  $n$  не постоянна в направлении распространения звука. На каждом пузырьке гасится энергия  $\sigma_e I$  ( $I$  — интенсивность звука в падающей волне, а  $\sigma_e$  — поперечное сечение погашения пузырька). Пусть  $I(0)$  — интенсивность звука в точке, в которой звуковой пучок вступает в область с пузырьками, а  $I(r)$  — интенсивность звука в волне, прошедшей расстояние  $r$  по области, содержащей пузырьки, причем  $r$  измеряется в направлении распространения звуковой волны. Приращение  $I(r)$  на пути  $dr$  отрицательно и равно

$$dI = -n(r) \sigma_e I(r) dr. \quad (13)$$

Интегрируя (13) в направлении распространения звуковой волны в пределах от 0 до  $r_1$ , где  $r_1$  — толщина слоя с пузырьками, получим [6]

$$I(r_1) = I(0) e^{-\sigma_e N(r_1)}; \quad (14)$$

здесь  $N(r_1) = \int_0^{r_1} n(r) dr$  — полное число пузырьков в столбике с длиной  $r_1$  и с единичной площадью поперечного сечения.

Если ослабление звука, вносимое пузырьками, выразить в децибелах, то (14) переписется в виде

$$10 \lg \frac{I(0)}{I(r_1)} = 10 \cdot 0,434 \bar{n} \sigma_e r_1 = K_e r_1, \quad (15)$$

где  $K_e$  — коэффициент затухания звука;  $\bar{n}$  — средняя плотность распределения пузырьков в слое, определяемая выражением

$$\bar{n} = \frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} n(r) dr = \frac{1}{r_1} N(r_1). \quad (16)$$

Выразив  $K_e$  в  $\delta b/m$  и учитывая, что размерности  $\bar{n}$  и  $\sigma_e$  соответственно  $см^{-3}$  и  $см^2$ , получим

$$K_e = 434 \bar{n} \sigma_e. \quad (17)$$

Проведем расчет затухания, вносимого пеленой пузырьков различных размеров. Пусть в  $1 см^3$  жидкости содержится  $n(R)dR$  пузырьков с радиусами в пределах от  $R$  до  $R+dR$  и пусть  $S_e$  есть полное поперечное сечение погашения всех пузырьков в том же объеме жидкости. Суммируя эффективные поперечные сечения погашения пузырьков, с учетом (2) получим

$$S_e = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{4\pi R^2 n(R) \frac{\delta(R)}{\eta(R)}}{\left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta^2} dR, \quad (18)$$

где  $R_{\max}$  и  $R_{\min}$  — соответственно наибольший и наименьший возможные радиусы пузырьков в жидкости.

Интеграл (18) вычислен в работе [6] при следующих допущениях, основанных на резонансном характере затухания звука:

1) величины  $\delta(R)$  и  $\eta(R)$  полагаются равными их резонансным значениям и выносятся за знак интеграла;

2) функция распределения пузырьков  $n(R)$  считается медленно меняющейся по сравнению с остальной частью подынтегрального выражения и также выносится за знак интеграла;

3) интегрирование ведется в бесконечных пределах, поскольку расширение пределов интегрирования в данном случае мало сказывается на величине интеграла.

При сделанных допущениях интеграл (18) легко вычисляется и оказывается равным [6]

$$S_e = 346,5 u(R_0), \quad (19)$$

где  $u(R_0)$  — плотность распределения объемов пузырьков, определяемая как

$$u(R_0) = \frac{4}{3} \pi R^3 n(R_0). \quad (20)$$

По поводу второго из сделанных допущений можно добавить следующее. В § 5, гл. 3, с помощью двух независимых методик измерения показано, что плотность распределения пузырьков по размерам в реальной воде имеет вид

$$n(R) = \frac{A}{R^b}, \quad (21)$$

где  $A$  и  $b$  — числовые константы, причем  $b \approx 3-3.5$ . При распределении вида (21) вкладом нерезонансных пузырьков в величину  $S_e$  можно пренебречь, если  $b < 5-5.5$ . При  $b > 6$  (практически такое распределение вряд ли возможно) существенное влияние будут оказывать пузырьки с размерами  $R \ll R_0$ .

Для вычисления коэффициента затухания звука в скоплении пузырьков различных размеров нужно заменить множитель  $\bar{n} \sigma_e$  в (17) величиной  $S_e$ , определяемой формулой (19). Тогда

$$K_e = 434 \cdot 346,5 u(R_0) = 1,5 \cdot 10^5 u(R_0), \quad (22)$$

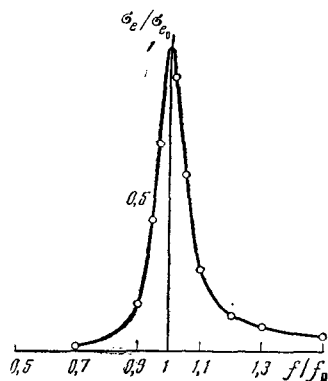


Рис. 1. Эффективное поперечное сечение погашения одиночного пузырька

или с учетом (20)

$$K_e = 6,3 \cdot 10^5 n(R_0) \cdot R_0^3, \quad (23)$$

где  $K_e$  — коэффициент затухания в  $\text{дб/м}$ ;  $n(R_0)$  и  $u(R_0)$  — плотность распределения числа и объема газовых пузырьков в  $1 \text{ см}^3$  жидкости.

Формулы (22) и (23) получены при предположении, что количество пузырьков в единичном объеме жидкости невелико и общее затухание звука равно сумме затуханий, вносимых каждым пузырьком в отдельности. Если же пузырьки расположены слишком близко друг к другу, то их эффективные поперечные сечения погашения перекрываются [10] и количество отобранной ими энергии будет меньше энергии, соответствующей сумме эффективных поперечных сечений погашения пузырьков.

Определим минимальные расстояния между резонансными пузырьками, при которых их эффективные поперечные сечения погашения  $\sigma_{e0}$  не перекрываются.

Из (2) следует

$$\sigma_{e0} = \frac{4\pi R^2}{\delta_0 \eta_0}, \quad (24)$$

откуда легко получить, что отношение расстояния  $l_0$  между резонансными пузырьками к их радиусам должно удовлетворять условию

$$\frac{l_0}{R_0} > \frac{4}{\sqrt{\delta_0 \eta_0}}, \quad (25)$$

где  $\eta_0$  определяется из формулы (10), а  $\delta_0$  — из рис. 1 части IV настоящей книги (стр. 259). Так, для пузырьков с постоянными затуханиями  $\delta_0 \approx 0,1$  должно соблюдаться условие  $l_0 > 100 R_0$ , что соответствует объемной концентрации резонансных пузырьков не более  $5 \cdot 10^{-6}$  частей газа на одну часть воды. При существенно меньших расстояниях между резонансными пузырьками или, что то же самое, при больших концентрациях пузырьков использование формул (22) и (23), как показано далее, дает результаты, завышенные по сравнению с экспериментом.

Теория распространения звука через жидкость, содержащую пузырьки, неоднократно подвергалась экспериментальной проверке. Карстенсен и Фолди [11] проводили измерения затухания звука, вносимого пузырьками, на частоте 20 кГц, которой соответствуют резонансные пузырьки с радиусом  $R \approx 0,16 \text{ мм}$ . Пелена пузырьков создавалась с помощью микродисперсоров, установленных на дне глубокого бака с водой. В первом опыте микродисперсоры включались на непродолжительное время, после чего пузырьки различных размеров начинали всплывать к поверхности. Поскольку скорость всплытия пузырьков определяется их размерами, то между излучающим и приемным датчиками, установленными в жидкости, в каждый фиксированный момент времени проходили пузырьки приблизительно одного размера, но с течением времени характерный размер пузырьков менялся. Объемная концентрация пузырьков всех размеров в первом опыте была небольшой ( $10^{-6} - 10^{-7}$ ), что существенно меньше приведенной предельной величины концентрации резонансных пузырьков.

На рис. 2 представлена зависимость затухания звука  $K$  от времени  $t$  после впуска дозированного количества воздуха и от радиусов  $R$  пузырьков, проходящих между излучающим и приемным датчиками. Сплошной кривой показана теоретическая зависимость, штриховыми линиями — результаты отдельных опытов. Как видно, основное затухание вносят пузырьки, размеры которых близки к резонансному; расчетные величины затухания удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Однако во втором опыте, когда воздух подавался в воду непрерывно и объемная концентрация пузырьков всех размеров составляла  $10^{-4}$  ча-

стей воздуха в одной части воды, экспериментальные величины затухания, которые обычно не превосходили  $25 \text{ дб}$ , оказались значительно меньше расчетных ( $50-200 \text{ дб}$ ) (цифры заимствованы из работы [6]). К сожалению, приведенные в работе [11] данные не позволяют точно подсчитать фактические величины отношений  $l_0/R_0$  для резонансных пузырьков. Приближенные оценки, однако, показывают, что объемные концентрации пузырьков, размеры которых близки к резонансному, во втором опыте существенно (в пределах одного порядка) превышали предельные значения, легко определяемые из формулы (25).

Сказанное можно отнести и к работе Фокса, Керли и Ларсона [12], в которой поглощение звука измерялось в скоплении пузырьков с объемной концентрацией  $(2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ . Результат получился аналогичным: измеренные величины поглощения оказались значительно меньше расчетных, не учитывающих взаимного влияния близко расположенных пузырьков.

Совсем иные данные получены Макферсоном [13] в тонком слое пузырьков. Диаметр пузырьков в слое менялся от  $0,016$  до  $0,05 \text{ см}$ , а плотность их расположения варьировалась от  $0,1$  до  $4$  пузырьков на  $1 \text{ см}^2$  слоя.

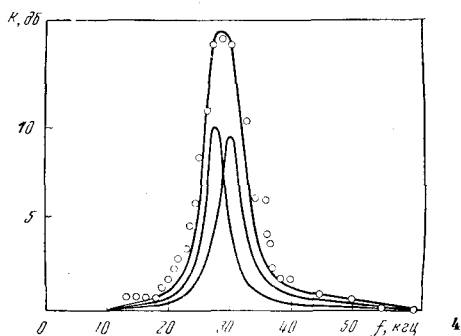
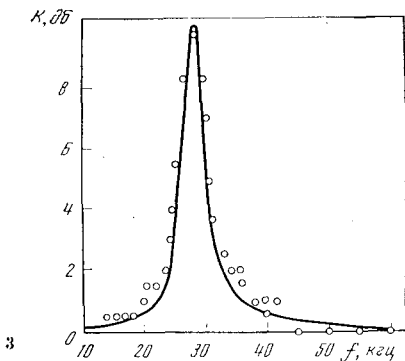
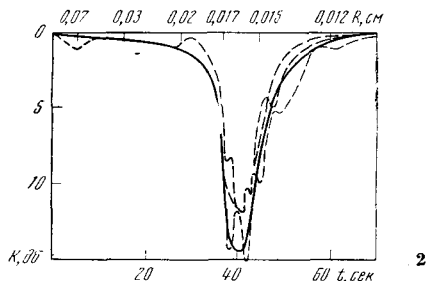
На рис. 3 показаны результаты измерения затухания звука в слое пузырьков с характерным размером, соответствовавшим резонансной частоте  $28 \text{ кгц}$  ( $R_0 \approx 1,17 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ). График иллюстрирует очень хорошее согласие между теоретическими величинами затухания (сплошная кривая) и экспериментальными данными (кружки). В данном случае плотность пузырьков была максимальной (четыре пузырька на  $1 \text{ см}^2$ ); таким образом, каждый пузырек отстоял от соседнего на  $0,5 \text{ см}$ . Воспользовавшись соотношением (25), несложно показать, что данная плотность пузырьков в слое лишь незначительно выше предельной величины, при превышении которой требуется учитывать перекрытие эффективных поперечных сечений резонансных пузырьков.

В другом опыте Макферсон определял поглощение звука, проходящего последовательно через два разнесенных на расстояние  $4 \text{ см}$  слоя пузырьков с несколько отличающимися размерами (рис. 4). Две нижние кривые

Рис. 2. Затухание звука на частоте  $20 \text{ кгц}$  в слое пузырьков различных размеров

Рис. 3. Поглощение звука в одинарном слое пузырьков

Рис. 4. Поглощение звука в двойном слое пузырьков



на графике — расчетные величины затухания, вносимого каждым слоем в отдельности, верхняя кривая — алгебраическая сумма двух нижних; кружками, как и прежде, показаны экспериментальные результаты. Полученные данные также свидетельствуют о хорошем согласии теории с экспериментом. Плотность пузырьков и, следовательно, отношение  $l_0/R_0$  были такие же, как и в первом опыте.

Наконец, Макферсон определял величины постоянной затухания пузырьков в слое. Величина  $\delta_0$  для пузырьков с резонансными частотами около 30 кГц оказалась равной  $0,08 \pm 0,003$ , что хорошо согласуется с теоретической величиной (0,079) и с данными измерений на одиночном пузырьке.

Удовлетворительное согласие экспериментальных расчетных данных получили Лейрд и Кендиг [14], а также Зильберман [15].

Таким образом, справедливость изложенной теории затухания звука в скоплении пузырьков разнообразных размеров можно считать экспериментально доказанной, при условии, что число пузырьков, размеры которых близки к резонансному, не должно быть столь велико, чтобы происходило перекрытие их эффективных поперечных сечений поглощения. Перекрытие происходит лишь в специальных случаях искусственно создаваемого густого слоя пузырьков достаточно больших размеров. Как показано далее, в естественной жидкости концентрации свободного газа обычно настолько малы, что взаимное влияние соседних пузырьков можно не учитывать.

## § 2. Аппаратура

Экспериментальное определение затухания звука, распространяющегося в среде жидкость — газовые пузырьки, в принципе требует лишь относительных измерений интенсивности звука. Если расстояние между излучателем и приемником не меняется, а выходная мощность излучателя и чувствительность приемника остаются постоянными, то абсолютное значение ни одной из этих трех величин интереса не представляет, если только сохраняется условие малости амплитуд колебаний поверхности пузырьков. Затухание звука определяется просто как разность уровней на выходе приемника при отсутствии и при наличии в жидкости свободного газа. Однако чувствительность такого метода невысока, а использование больших расстояний между излучателем и приемником не всегда возможно.

Если предметом исследования служат не искусственно созданные в жидкости скопления пузырьков, а обычная жидкость, например, естественная вода, то для определения затухания, вносимого пузырьками, приходится использовать более чувствительный — реверберационный метод измерения, сущность которого состоит в следующем. В сосуде, заполненном исследуемой жидкостью, создаются звуковые волны какой-то определенной частоты или целого спектра частот. После выключения источника звука запасенная в сосуде звуковая энергия постепенно затухает (реверберирует) в объеме. Основные причины затухания энергии в общем случае таковы:

- 1) поглощение в жидкости и в стенках сосуда;
- 2) излучение стенок сосуда в воздух;
- 3) утечка энергии через систему подвеса сосуда, систему крепления датчиков и т. д.;
- 4) поглощение, вносимое газовыми пузырьками в жидкости.

Спадание звуковой энергии происходит по экспоненциальному закону

$$E_t = E_0 e^{-2\beta t}, \quad (26)$$

где  $E_0$  — звуковая энергия в объеме в момент выключения источника звука;  $E_t$  — звуковая энергия по истечении времени  $t$  после выключения



источника;  $\beta$  — суммарный коэффициент затухания по давлению, определяемый перечисленными факторами (постоянная реверберации).

Предположим, что для измерения затухания звуковой энергии в жидкости используются два аналогичных бака или сосуда с одинаковой системой подвеса и крепления датчиков или один и тот же сосуд. Тогда, производя сравнительные измерения затухания звуковой энергии в воде, содержащей газовые пузырьки, и в эталонной, тщательно дегазированной воде, можно исключить из рассмотрения три первых составляющих величины  $\beta$  и определить поглощение, вносимое газовыми пузырьками.

Подобный способ измерения поглощения, вносимого пузырьками, использовали Страсберг [16] и Айенгар и Ричардсон [17]. Подробное изложение принципов реверберационного метода и методики измерения поглощения звука в различных жидкостях и их смесях содержится в работах Глотова [18], Малдерса [19, 20], Моена [21], Карповича [22], Лоули и Рида [23] и др. Конструкция одной из разработанных в Акустическом институте реверберационных установок для измерения поглощения ультразвука в жидкостях подробно описана Фришбергом [24].

Приведенные в § 5 и 6 гл. 3 экспериментальные результаты получены с помощью реверберационной установки, блок—схема которой показана на рис. 5. Модулятор 2 вырабатывает прямоугольные импульсы, заполненные частотой задающего генератора 1, которые с помощью излучателя 3 возбуждают равномерное ультразвуковое поле в сферическом сосуде 5.

Частота повторения импульсов и их длительность регулируются мультивибратором 7. Напряжение с приемного датчика 4, соответствующее экспоненциальной кривой затухания ультразвуковой энергии в сосуде, усиливается с помощью усилителя-преобразователя частоты 6 и подается на вход логарифмического усилителя 9. Одновременно с окончанием прямоугольного импульса срабатывают генератор пилообразного напряжения 8 и схема 10, запускающая горизонтальную развертку осциллографа 11. Коэффициент усиления логарифмического усилителя 9, построенного на лампах с переменной крутизной, меняется во времени по кривой, соответствующей зеркально отображенной экспоненциальной кривой затухания. Постоянная времени экспоненциальной кривой коэффициента усиления логарифмического усилителя 9 регулируется с помощью генератора пилообразного напряжения 8, шкала которого проградуирована непосредственно в единицах скорости спадания кривой реверберации ( $\partial\beta/\text{сек}$ ). При совпадении постоянной времени кривой затухания и коэффициента усиления логарифмического усилителя на выходе последнего вырабатывается прямоугольный импульс, который подается на детектор 2, а затем на вертикальную развертку осциллографа 11.

В качестве измерительного сосуда используется сферическая колба объемом до 10 л из тугоплавкого стекла. Применение сосудов сферической формы позволило существенно уменьшить потери энергии, связанные с самим сосудом.

Приемный и излучающий датчики представляют собой диски диаметром 12—18 мм и толщиной 2—3 мм, изготовленные из пьезокерамики титаната бария или цирконата свинца. Один из способов крепления датчиков показан на рис. 6.

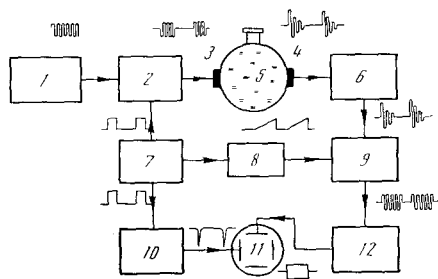


Рис. 5. Блок-схема установки для измерения количества и размеров пузырьков в воде

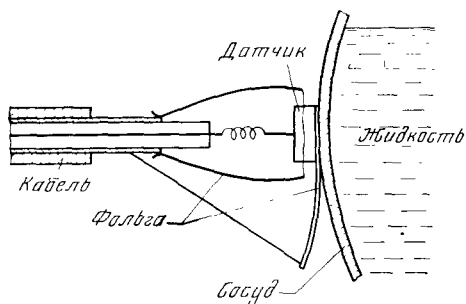


Рис. 6. Способ крепления датчиков

Интенсивность ультразвука, которым обрабатывается жидкость, должна быть достаточно малой, чтобы амплитуду колебаний пузырьков можно было считать небольшой, а колебания — линейными. Приведем некоторые технические данные установки:

1. Диапазон измеряемых величин коэффициента поглощения — от 6 до  $6 \cdot 10^4$  *дб/сек*.

2. Диапазон рабочих частот — 100—1000 *кГц* [соответствующие радиусы резонансных пузырьков —  $(4—34) \cdot 10^{-4}$  *см*].

3. Длительность импульсов возбуждения — 0,1; 2, 5, 10, 20 *мсек*. Частота следования импульсов — 0,1, 1, 10, 100 *Гц*.

4. Девиация частоты при частотной модуляции сигнала составляет 5—7%; модуляция производится шумовым спектром. Предусмотрена работа чистым синусоидальным сигналом.

Общий вид установки показан на рис. 7.

Поскольку найденные экспериментально коэффициенты поглощения (точнее — скорости спада кривой реверберации)  $D$  в *дб/сек* связаны с коэффициентом затухания  $K_e$  в *дб/м* соотношением

$$K_e = \frac{D}{c} \quad (27)$$

( $c$  — скорость звука в воде) то, подставляя (27) в (22) и (23) и положив  $c = 1500$  *м/сек*, получим

$$D = 2,25 \cdot 10^8 u(R_0) = 9,5 \cdot 10^8 n(R_0) R_0^3. \quad (28)$$

Коэффициент поглощения в (28) приравнивается коэффициенту затухания в (22) и (23), поскольку энергия, рассеянная пузырьками, в данном случае остается в измерительном сосуде.

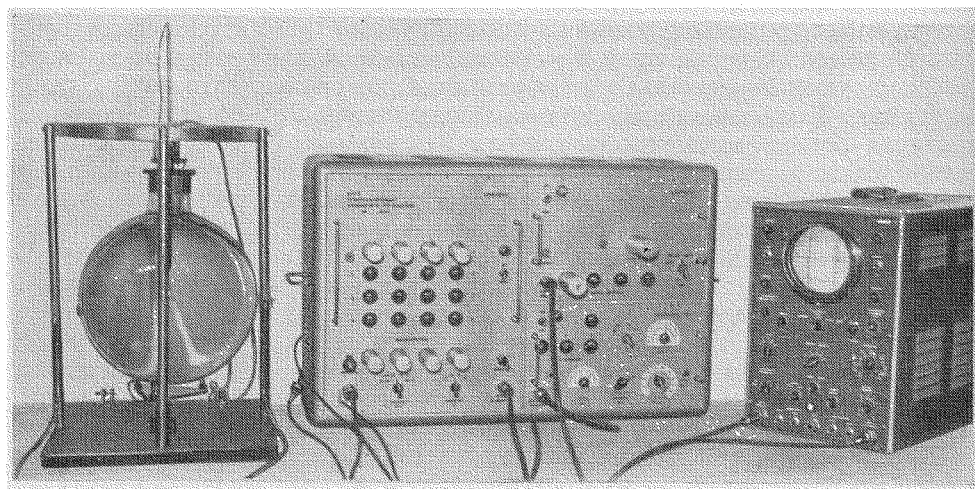


Рис. 7. Общий вид установки

Соотношения (28) позволяют из экспериментально найденных величин  $D$  вычислить плотности распределения пузырьков  $u(R_0)$  и  $n(R_0)$  в единице объема жидкости. Из плотностей распределения пузырьков легко получить число  $N = n(R_0) dR$  и объем  $u = u(R_0) dR$  пузырьков с радиусами в пределах от  $R$  до  $R + dR$  в  $1 \text{ см}^3$  жидкости. Размеры пузырьков, вызывающих поглощение, определяются по формулам (5) — (7).

## Глава 2

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНОГО ГАЗА ПО СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ

#### § 1. Сжимаемость среды жидкость — газовые пузырьки и скорость звука в ней

Скорость звука в жидкости определяется ее сжимаемостью и плотностью; при этом имеет место соотношение [25]

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho \kappa}}, \quad (29)$$

где  $c$  — скорость звука в жидкости с плотностью  $\rho$  и сжимаемостью  $\kappa$ .

Если в жидкости имеются газовые пузырьки и содержание их не слишком значительно, то плотность жидкости мало меняется от наличия пузырьков. Однако влияние пузырьков на сжимаемость жидкости чрезвычайно велико; при этом не безразлично, в фазе или в противофазе со звуковой волной совершаются колебания пузырьков. Известно, что пузырьки, размеры которых меньше резонансного для данной частоты звука, колеблются в фазе с колебаниями давления в звуковой волне; пузырьки, размеры которых больше резонансного, колеблются в противофазе с изменениями звукового давления [26]. Таким образом, если частота звука  $f$  меньше резонансных частот  $f_0$  имеющихся в жидкости пузырьков, то сжимаемость среды будет увеличиваться, а скорость звука — уменьшаться. Если же частота звука больше резонансных частот пузырьков, то колеблющиеся в противофазе пузырьки уменьшают сжимаемость среды, и при определенных соотношениях  $f$  и  $f_0$  скорость звука в жидкости, содержащей пузырьки, может стать выше, чем в дегазированной жидкости. Наличие резонансных пузырьков, вносящих чисто активное затухание, вообще не влияет на скорость распространения звука.

Сжимаемость жидкости, содержащей газовые пузырьки одинакового размера, исследовали Майер и Скучик [27, 28]. Они отождествили пузырек, колеблющийся с малой амплитудой, с излучателем нулевого порядка, нашли акустико-механический импеданс пузырька и скорость колебаний его поверхности и получили выражение для комплексной сжимаемости жидкой среды с пузырьками:

$$\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 = \frac{1}{\rho c_0^2} + \frac{gu}{1 - \frac{f^2}{f_0^2} + j\delta \frac{f}{f_0}}, \quad (30)$$

где  $\bar{\kappa}_1$  — сжимаемость жидкости;  $\bar{\kappa}_2$  — сжимаемость пузырьков;  $c_0$  — ско-

рость звука в жидкости, не содержащей пузырьков;  $u$  — объемная концентрация свободного газа в жидкости;  $\delta$  — постоянная затухания пузырьков. Значение коэффициента  $g$  определяется формулой

$$g = \frac{3}{4\pi^2\rho(R_0f_0)^2}, \quad (31)$$

где  $R_0$  — радиус пузырька с резонансной частотой  $f_0$ . Для воздушного пузырька в воде  $g=7,05 \cdot 10^{-7}$ .

Комплексная скорость звука оказывается равной

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{1}{\rho\bar{\kappa}}}, \quad (32)$$

а фазовая скорость

$$c_\phi = \frac{1}{\operatorname{Re}\left(\frac{1}{\bar{c}}\right)}. \quad (33)$$

Рассмотрим случай, когда частота звука  $f$  существенно меньше резонансных частот  $f_0$  пузырьков, имеющих в жидкости. Выполнив необходимые преобразования, из (33), (32) и (30) получим, что фазовая скорость для любой жидкости с газовыми пузырьками равна

$$c_\phi = \frac{c_0}{\sqrt{1 + g\rho u \cdot c_0^2}} \text{ м/сек}, \quad (34)$$

а для воздушных пузырьков в воде

$$c_\phi = \frac{c_0}{\sqrt{1 + 7,05 \cdot 10^{-3} u c_0^2}} \text{ м/сек}. \quad (35)$$

Таким образом, при  $f \ll f_0$  фазовая скорость  $c_\phi$  меньше  $c_0$ , не зависит от частоты и размеров пузырьков и определяется только концентрацией свободного газа  $u$ .

При скоплении пузырьков разнообразных размеров выражение (30) несколько усложняется, поскольку составляющая  $\bar{\kappa}_2$  будет определяться суммой сжимаемостей отдельных пузырьков, т. е. интегралом, распространяемым по всем размерам пузырьков:

$$\bar{\kappa}_2 = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{gu(R)}{1 - \frac{f^2}{f_0^2} + j\delta \frac{f}{f_0}} dR. \quad (36)$$

Пользуясь представлениями, изложенными в предыдущей главе, можно показать, что вкладом в интеграл (36) мнимой составляющей, характеризующей вносимое пузырьками поглощение, на нерезонансных частотах ( $f \ll f_0$ ) можно пренебречь, и выражение для фазовой скорости звука в скоплении пузырьков различных размеров сведется к виду (34), (35), где  $u$  — суммарная концентрация свободного газа в жидкости, т. е.

$$u = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} u(R) dR. \quad (37)$$

Если скорость звука  $c_0$  положить равной 1500 м/сек, то выражение (35) переписывается в виде

$$c_\phi = \frac{1500}{\sqrt{1 + 1,6 \cdot 10^4 \cdot u}}. \quad (38)$$

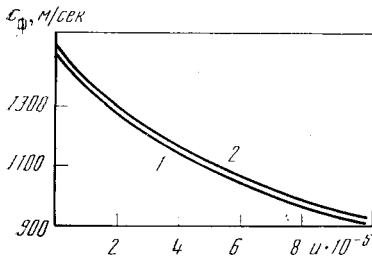
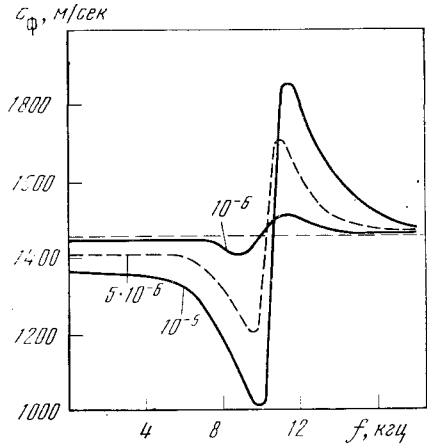


Рис. 8. Зависимость фазовой скорости звука от концентрации в воде свободного газа

1 — при  $t=18^\circ\text{C}$ ; 2 — при  $t=28^\circ\text{C}$

Рис. 9. Фазовая скорость звука в воде, содержащей пузырьки одинакового размера



Следует отметить, что полученная в работе [6] расчетная формула, связывающая величины  $c_\phi$  и  $u$ , отличается от выражения (38) лишь видом написания

$$c_\phi = \frac{c_0}{\sqrt{1 + \frac{3u}{\gamma_0}}}, \quad (39)$$

где  $\gamma_0$  определяется из выражений (9) или (10).

На рис. 8 представлены рассчитанные по формуле (35) зависимости фазовой скорости звука  $c_\phi$  от концентрации в воде свободного газа  $u$  для случая  $f \ll f_0$  при температурах жидкости 18 и  $28^\circ\text{C}$ .

Для случая  $f > f_0$ , когда пузырьки колеблются в противофазе, и результирующая сжимаемость среды уменьшается, Майер и Скучик [27, 28] получили формулу

$$c_\phi = c_0 \left( 1 + 7,3 \cdot 10^3 u \frac{f_0^2}{f^2} \right). \quad (40)$$

Влияние пузырьков, размеры которых больше резонансного, на скорость звука в жидкости подробно исследовали Девидс и Тёрстен [29].

Расчетная зависимость фазовой скорости звука от частоты для воды, содержащей пузырьки одинакового размера ( $f_0=10$  кГц), показана на рис. 9 [28]. Как видно из кривых (параметр — концентрация в жидкости свободного газа  $u$ ), фазовая скорость не зависит от частоты и определяется только концентрацией  $u$  лишь при  $f \ll f_0$ . При частоте звука несколько выше резонансной фазовая скорость превышает  $c_0$ , а при  $f \gg f_0$  — асимптотически приближается к  $c_0$ . Заметим попутно, что сжимаемость нелинейно-колеблющихся кавитационных пузырьков носит тот же характер, что и для линейно-колеблющихся газовых пузырьков.

Экспериментальную проверку изложенной теории провели Макферсон [13], Зильберман [15], а также Фокс, Керли и Ларсон [12]. В первых двух работах согласие между экспериментальными и расчетными данными следует признать хорошим, в третьей (более ранней работе) — удовлетворительным.

Влияние растворенного воздуха на скорость распространения звука в воде исследовали Гринспан и Чигг [30]. Используя очень точный лабораторный измеритель скорости, они установили, что скорость звука в воде, насыщенной воздухом на 10 и 100%, оказалась одинаковой с точностью до 0,001%. Эти результаты подтверждают мнение многих исследо-

вателей, что растворенный воздух практически не влияет на распространение звука в воде. Таким образом, при измерениях концентрации свободного газа по скорости звука в жидкости влияние растворенного газа на скорость звука можно не учитывать.

## § 2. Аппаратура

Приведенные в § 1 соображения определяют принцип действия установки для экспресс-анализа концентрации свободного газа в жидкости, который основан на сравнении скорости звука в жидкости, содержащей газовые пузырьки, со скоростью звука в дегазированной жидкости. Измерения проводятся на низких звуковых частотах, существенно меньших резонансных частот имеющихся в жидкости пузырьков.

Установка, блок-схема которой показана на рис. 10, состоит из звукового генератора 1, усилителя мощности 2, магнестрикционного преобразователя 3, пьезокерамического приемного датчика 4, установленного в заглушенном баке 5 с исследуемой жидкостью, селективного усилителя 6, двухканального измерителя разности фаз 7 и осциллографа 8.

Напряжение с пьезокерамического приемного датчика 4 подается на селективный усилитель 6, предназначенный для повышения отношения сигнал/помеха. Для той же цели может служить обычный широкополосный усилитель в сочетании с полосовыми фильтрами. Двухканальный измеритель разности фаз 7 вырабатывает кратковременные импульсы, синхронизированные с моментом перехода через нуль напряжений со звукового генератора 1 и приемного датчика 4. Импульсы с выхода первого канала измерителя разности фаз (ИРФ) подаются на внешний запуск осциллографа 8, а с выхода второго канала — на его вертикальную развертку (рис. 11).

Общими для обоих каналов ИРФ являются собранные по аналогичным схемам усилители-ограничители 1 и 7, синхронизированные мультивибраторы 2 и 8 и формователи кратковременных импульсов 5 и 9. Кроме того, в схему первого канала ИРФ входят делитель частоты 3,

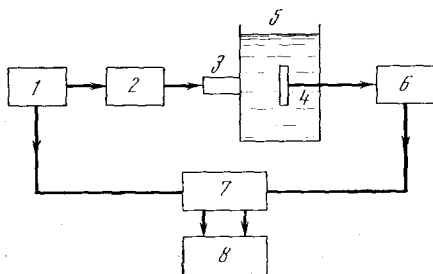


Рис. 10. Блок-схема установки для измерения концентрации в жидкости свободного газа

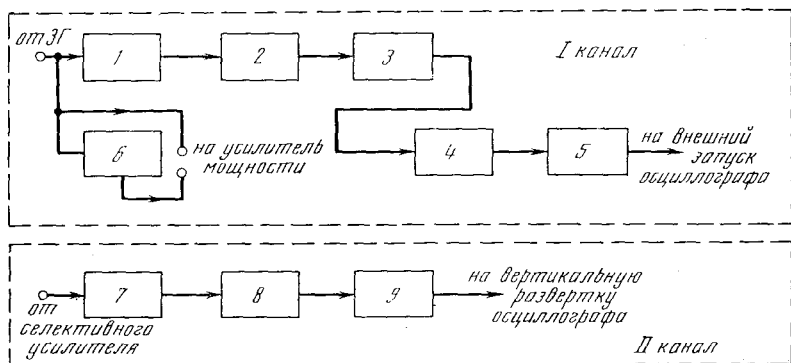


Рис. 11. Блок-схема измерителя разности фаз

предназначенный для обеспечения устойчивой внешней синхронизации осциллографа, схема регулируемой задержки времени *А* и ключевая схема *Б*, позволяющая производить возбуждение излучателя в двух режимах: непрерывным синусоидальным сигналом и пачками импульсов с частотным заполнением. Необходимость схемы регулируемой задержки времени обусловлена следующими соображениями. Легко подсчитать, что временной сдвиг между импульсами, соответствующими возбуждающему и принятому напряжениям, при скорости звука  $c_0=1500$  м/сек и расстоянии между излучателем и приемником, например, 165 мм, составит 110 мксек.

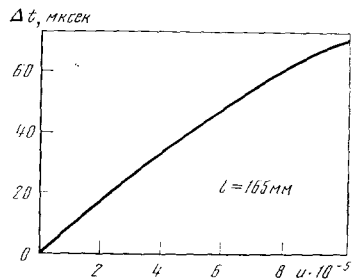


Рис. 12. Зависимость сдвига фазы от концентрации в жидкости свободного газа

Из выражения (38) следует, что изменение объемной концентрации свободного воздуха на  $1 \cdot 10^{-6}$  и  $1 \cdot 10^{-5}$  вызовет изменение скорости звука, соответственно, на 0,8 и 8%. Таким образом, дополнительный временной сдвиг между импульсами (назовем его разностью фаз) за счет наличия в жидкости свободного воздуха составит, соответственно, 0,9 и 9 мксек, т. е. величину весьма малую по сравнению с начальной разностью фаз. Схема регулируемой задержки времени позволяет скомпенсировать величину последней и измерять разность фаз при малых длительностях развертки осциллографа.

Как и в установке, описанной в § 2 гл. 1, интенсивность звука, распространяющегося в жидкости, должна выбираться достаточно малой, чтобы колебания пузырьков можно было считать линейными.

Калибровка аппаратуры сводится к определению сдвига фазы, т. е. времени запаздывания  $\Delta t$  импульса на экране осциллографа при измерениях в исследуемой жидкости, относительно распространения звука в той же жидкости, содержащей заведомо малое количество свободного газа.

Концентрация свободного газа  $u$  находится из графика  $\Delta t=f(u)$ , построенного с использованием формул (34) или (35) и соотношения

$$\Delta t = \frac{l}{c_\phi} - \frac{l}{c_0}, \quad (41)$$

где  $l$  — расстояние между неподвижными излучающим и приемным преобразователями.

На рис. 12 показан график  $\Delta t=f(u)$ , построенный в качестве примера для  $l=165$  мм и  $c_0=1500$  м/сек.

Горизонтальная развертка осциллографа может быть откалибрована непосредственно в единицах концентрации свободного газа  $u$ . Диапазон измеряемых величин концентрации  $u=(0,3-100) \cdot 10^{-6}$ .

## ИССЛЕДОВАНИЯ СОДЕРЖАНИЯ СВОБОДНОГО ГАЗА В ЖИДКОСТЯХ

Большинство технологических применений мощного ультразвука в жидкостях требует по возможности увеличения эффективности кавитационного воздействия на вещество. Естественно, что определение оптимальных технологических процессов невозможно без углубленного изучения их механизма.

Поскольку кавитационные свойства жидкости и интенсивность ряда эффектов, сопутствующих кавитации, в существенной мере определяются содержанием в жидкости газовых пузырьков, целесообразно рассмотреть влияние различных факторов на содержание в жидкости пузырьков, дать оценку возможным концентрациям в воде свободного газа и рассмотреть некоторые закономерности распределения пузырьков по размерам. В связи с тем, что в литературе по чисто акустическим вопросам подобных данных почти не содержится, мы сочли возможным включить в настоящую главу результаты исследований, выполненных в замкнутых гидродинамических установках, в кильватерных струях кораблей и т. д. Эти, а также другие приведенные нами здесь результаты позволяют приблизительно оценить величины концентрации свободного газа в реальных жидкостях.

### § 1. Влияние некоторых факторов на содержание свободного газа в жидкости

Из факторов, воздействующих на содержание свободного газа в жидкостях, следует отметить: 1) статическое давление; 2) температуру жидкости; 3) общее газосодержание жидкости; 4) наличие турбулентности; 5) твердые примеси; 6) космические частицы, обладающие высокой энергией; 7) ионы, вызывающие отрицательную гидратацию.

Влияние статического давления исследовали, в частности, Гарвей [31], Кнепп [32] и Страсберг [16, 33]. Гарвей, а позднее Кнепп проводили сравнительные измерения кавитационной прочности обычной воды и воды, предварительно обработанной высоким давлением. Предполагалось, что под действием высокого давления часть пузырьков должна была раствориться, а прочность жидкости возрасти. Характер полученных авторами зависимостей позволяет заключить, что обработка воды давлением 35—50 атм уже существенно повышает кавитационную прочность жидкости. Свойство выдерживать значительные растягивающие напряжения, которое она приобретает после обработки ее высоким давлением, оказывается очень стойким и сохраняется до 20 дней после снятия высокого давления.

На рис. 13 показана полученная Страсбергом [33] зависимость пороговых растягивающих напряжений  $Z$ , при которых в жидкости возникает кавитация, от характера изменения статического давления в жидкости. Сплошная и штриховая кривые соответствуют двум пробам воды с различным начальным газосодержанием  $G$ , стрелки показывают направление изменения статического давления. Видно, что растягивающее напряжение, оставаясь отрицательным, растет по абсолютной величине при увеличении статического давления, но почти не меняется, когда статическое давление затем уменьшается.

Полученные результаты подтверждают определяющее влияние газовых пузырьков на кавитационные свойства жидкости.



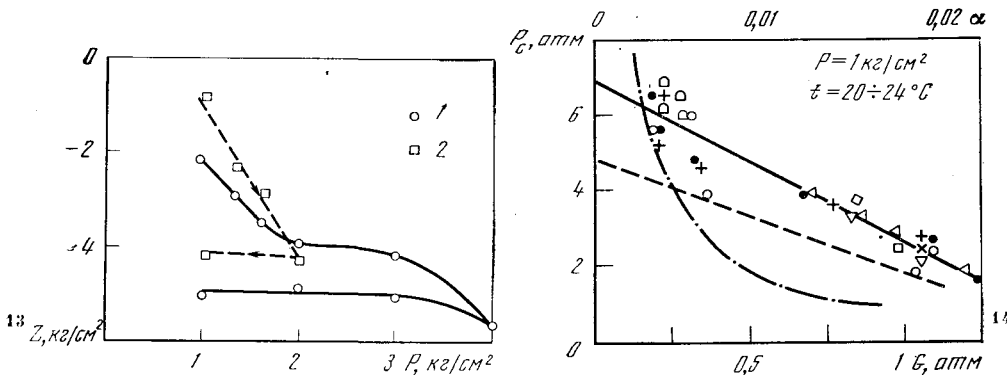


Рис. 13. Зависимость пороговых растягивающих напряжений от характера изменения статического давления

1 —  $G=0,83$  атм; 2 —  $G=1,1$  атм

Рис. 14. Зависимость порогового давления от газосодержания жидкости

При понижении статического давления ниже атмосферного происходит интенсивное выделение свободного воздуха из раствора. В работах [34] и [35] с помощью акустических и оптических методов определялось число пузырьков, образовавшихся в единицу времени, скорость роста пузырьков и временной интервал между понижением давления и моментом, когда пузырьки могут быть зафиксированы аппаратурой. Обнаружено уменьшение концентрации образовавшихся пузырьков в воде, предварительно обработанной высоким давлением; этот результат согласуется с данными Кнешпа и Гарвея.

Влияние температуры на кавитационную прочность воды исследовали Коннолли и Фокс [36], а также Галловой [37]. Коннолли и Фокс проводили измерения с помощью плоского и фокусирующего излучателей, работавших на частоте 1 Мгц. Результаты измерений приведены ниже:

$t, ^\circ\text{C}$	0	5	10	15	20	25	30
$P_{\text{сп}}, \text{ атм}$	4,62	3,64	2,92	2,5	2,28	2,11	2,02
$P_{\text{сф}}, \text{ атм}$	4,22	3,5	3	2,6	2,27	2	1,78

Примечание:  $t$  — температура воды;  $P_{\text{сп}}$  и  $P_{\text{сф}}$  — соответственно звуковые давления, необходимые для возбуждения кавитации в поле плоского и фокусирующего излучателей.

Таким образом, с ростом температуры пороговое давление  $P_c$  в обоих случаях уменьшается по приблизительно одинаковому закону; некоторые несоответствия величин  $P_c$  для плоского и фокусирующего излучателей, по-видимому, обусловлены погрешностями эксперимента.

С этими данными качественно согласуются результаты Галловой, получившего линейную зависимость  $P_c$  от температуры воды:

$$P_c = P_{c_0} \left( 1 - \frac{t}{T_0} \right); \quad (42)$$

здесь  $P_{c_0}$  — пороговое давление, приведенное к температуре  $0^\circ\text{C}$ ;  $t$  — температура,  $^\circ\text{C}$ ;  $T_0 = 273^\circ\text{K}$ .

Таким образом, кавитационная прочность воды растет с понижением температуры. Это легко объяснить, поскольку с понижением температуры растворимость газов в воде увеличивается, а количество и размеры газовых пузырьков, следовательно, уменьшаются.

Зависимость порогового давления  $P_c$  от общего газосодержания жидкости по данным Страсберга [16], Галловой [37] и Коннолли и Фокса [36]

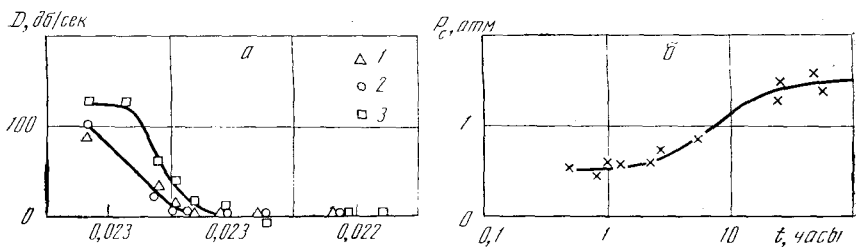


Рис. 15. Влияние времени отстаивания водопроводной воды  
 а — на изменение коэффициента поглощения; б — на пороговое давление

приведена на рис. 14 [16]. По оси абсцисс сверху отложено относительное воздуходоержание  $\alpha$  (отношение объема растворенного воздуха к объему воды); внизу — равновесное давление  $G$  воздуха в воде. Различными значками показаны результаты измерений Страсберга; каждая точка — среднее из 10—20 измерений, каждый значок соответствует определенному образцу воды. Пунктирной и штриховой кривыми изображены соответственно результаты Галловей и Коннолли и Фокса. Если абсолютные величины пороговых давлений, найденные различными исследователями, несколько отличаются между собой, то характер полученных закономерностей совпадает: с увеличением газосодержания воды ее кавитационная прочность падает. Авторы отмечают, что хотя возникновение кавитации обусловлено газовыми пузырьками, общее газосодержание тоже влияет на кавитационную прочность жидкости, поскольку между количеством свободного и растворенного газа должно существовать некоторое соответствие.

Однако при практически постоянном общем газосодержании количество свободного газа в жидкости, а следовательно, и ее кавитационные свойства могут существенно изменяться. В качестве примера сошлемся на выполненные Страсбергом [16, 33] исследования кавитационной прочности водопроводной воды, подвергнутой длительному отстаиванию. Перенасыщенная воздухом водопроводная вода при отстаивании постепенно становилась нормально насыщенной, и содержание в ней свободного газа уменьшалось.

На рис. 15, а показано изменение поглощения ультразвуковой энергии, вносимого пузырьками, в зависимости от времени  $t$  отстаивания водопроводной воды. Различными значками изображены результаты измерений коэффициента поглощения на частотах 150, 250 и 550 кгц (1—3 соответственно). Относительное воздуходоержание воды (внизу) в процессе опыта оставалось практически постоянным. Однако звуковое давление, необходимое для возбуждения в жидкости кавитации, менялось от времени отстаивания воды весьма существенно — от 0,5 до 1,5 атм (рис. 15, б).

В дальнейшем показано, что однозначной зависимости между количеством свободного и растворенного воздуха не существует и в воде, заполняющей замкнутые гидродинамические установки, предназначенные для кавитационных исследований гидромашин.

Влияние на содержание в жидкости свободного газа космических частиц, обладающих высокой энергией, исследовали Либерман [38] и Сетте с сотрудниками [39—41]. О воздействии этого фактора говорилось в части V второй книги настоящей монографии; там же рассмотрено установленное В. А. Акуличевым [42] влияние ионов, вызывающих отрицательную гидратацию.

О влиянии вихреобразования и наличия в жидкости твердых примесей более подробно будет сказано ниже.

## § 2. Содержание свободного газа в воде замкнутых гидродинамических установок

Кавитационные испытания гидромашин обычно проводят в замкнутых гидродинамических установках типа кавитационного стенда и кавитационной трубы [5]. Специфика этих испытаний состоит в том, что количество и распределение по размерам газовых пузырьков в воде, заполняющей установку, зависят от скорости и давления в системе, т. е. от условий проведения опыта. При постоянном общем воздухосодержании воды количество в ней свободного воздуха в зависимости от режима работы установки может быть совершенно различным, что объясняется рядом причин.

Обычно в кавитационных стендах и трубах создание вакуума и дегазация воды осуществляются путем откачивания воздуха из области над свободной поверхностью воды; при изменении давления в системе неизбежно меняется и содержание в воде свободной газовой фазы. Изменение содержания свободного воздуха обусловлено также тем, что вода, циркулирующая в замкнутой установке, проходит участки с различным давлением, в результате чего раствор вода—воздух при определенных значениях давления может перейти из состояния насыщения в состояние перенасыщения, что сопровождается выделением из раствора свободного воздуха. По мере уменьшения давления в установке количество пузырьков, выросших за счет диффузии газа из раствора в пузырек, будет все более и более увеличиваться.

Наконец, кавитация, возникающая на испытуемом теле, сопровождается интенсивным извлечением из воды растворенного воздуха, который наряду с паром заполняет многочисленные кавитационные полости и затем уносится потоком в виде газовых пузырьков.

Источником образования пузырьков может служить и циркуляционный насос, в котором, как и в рабочем участке, сочетаются высокие скорости и низкие давления. В результате вода, заполняющая замкнутую кавитационную установку, оказывается насыщенной газовыми пузырьками, количество и размеры которых зависят от режима работы установки, степени развития кавитации на испытуемом теле и конструктивных особенностей установки (например, наличия или отсутствия ресорбера [5], его размеров и т. д.). Если эти пузырьки за время прохождения по периметру установки не успевают полностью раствориться, то, возвращаясь к рабочему участку, они будут служить добавочными ядрами кавитации, т. е. слабыми точками, на которых возможно повторное образование кавитационных каверн.

Очевидно, что используемые в практике кавитационных модельных испытаний методы измерения общего воздухосодержания жидкости не дают достаточной информации о предкавитационном состоянии воды, поступающей в рабочий участок. Существенно большие результаты дало бы применение аппаратуры для измерения содержания в жидкости свободного газа.

Первое и до настоящего времени единственное исследование концентраций свободного газа в воде кавитационной трубы провели Рипкен и Киллен [4]. На рис. 16 представлена полученная ими зависимость концентрации свободного газа от давления в кавитационной трубе. По оси ординат слева отложены величины концентрации  $u$ , справа — давление  $P$  в рабочем участке кавитационной трубы; по оси абсцисс отложено время протекания опыта. Сплошной и штриховой линиями показаны два различных цикла ступенчатого уменьшения давления и соответствующие этим циклам измеренные величины  $u$ . Опыт проводился при постоянной скорости потока  $v=7,6$  м/сек и фиксированном общем воздухосодержании  $\alpha=10^{-2}$ . Из графика прежде всего следует, что почти весь содержащийся в воде воздух находится в растворе: концентрация свободного газа со-

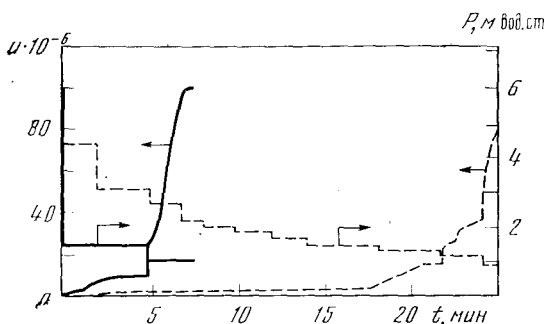


Рис. 16. Зависимость концентрации свободного газа от давления в кавитационной трубе

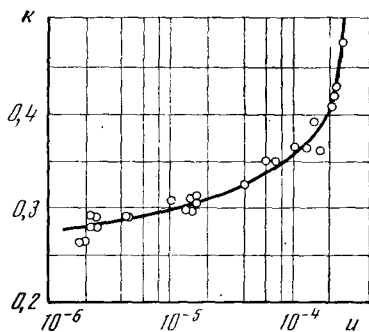


Рис. 17. Зависимость критического числа кавитации обтекаемого тела от концентрации свободного газа

ставляет от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  частей газа в одной части воды, что составляет 0,01—1% от общего воздухосодержания.

Таким образом, в зависимости от режима работы установки концентрация свободного газа может меняться весьма существенно — в десятки раз. Характерно, что по достижении определенной величины давления  $P$ , равного в условиях опыта 1 м вод. ст., независимо от темпа предшествующего понижения давления, начинается резкое увеличение концентрации свободного воздуха. По-видимому, указанная величина  $P$  соответствует тому критическому значению давления, при котором образовавшиеся за счет диффузии газа пузырьки уже не успевают раствориться за время движения по периметру установки.

Представляет интерес выполненное авторами исследование пузырьковой формы кавитации, возникающей на обтекаемом теле с полторакалберным заострением носа (рис. 17). Опыт также проводился при фиксированных общем воздухосодержании и скорости потока.

Из рис. 17 видно, что только изменение концентрации свободного воздуха почти вдвое меняет величину критического числа кавитации  $k$ , определяемого как

$$k = \frac{P_{\infty} - P_n}{\rho v_{\infty}^2 / 2}, \quad (43)$$

где  $P_{\infty}$  и  $v_{\infty}$  — давление и скорость набегающего потока;  $P_n$  — давление насыщающих паров;  $\rho$  — плотность жидкости.

Столь сильное влияние свободного воздуха на критическое число кавитации позволяет предполагать [3], что

1) по крайней мере для пузырьковой формы кавитации вопросы масштабного эффекта и влияния свободного воздуха столь тесно взаимосвязаны, что их раздельное исследование невозможно;

2) при существующем методе испытаний модельных гидромашин могут быть допущены серьезные ошибки в определении кавитационных качеств натуральных механизмов и действующих на них сил.

Действительно, определение кавитационных характеристик натуральных гидромашин производят на основании модельных исследований, причем предполагается, что числа кавитации модели и прототипа равны между собой. Поскольку содержание свободного воздуха в натуральных и лабораторных условиях не одинаково, возникает еще не изученный, но требующий изучения масштабный эффект, связанный с различием физических свойств жидкости в натуральных и лабораторных условиях.

Очевидно, что для исследования этого масштабного эффекта требуется методика и аппаратура, позволяющие определить не только общее коли-

чество свободного воздуха, но и распределение пузырьков по числу и размерам. Использование такой аппаратуры позволило бы поддерживать воздуходержание лабораторной воды в определенном соответствии с воздуходержанием в натуральных условиях. Кроме того, имея данные о распределении пузырьков по числу и размерам, а также о действующих в гидродинамической системе давлениях или растягивающих напряжениях, можно было бы определить число пузырьков, способных в данных условиях к кавитационному росту, т. е. прогнозировать интенсивность кавитации.

Возможность практического использования акустического метода измерения концентрации свободного газа в воде кавитационной трубы уже доказали Рипкен и Киллен [4]. Технические трудности, связанные с внедрением в практику кавитационных испытаний гидромашины акустического метода исследования распределения газовых пузырьков по числу и размерам, также, по-видимому, могут быть преодолены.

### § 3. Влияние вихреобразования в жидкости на содержание свободного газа

В работе Рипкена и Киллена [4] получены интересные экспериментальные результаты, характеризующие существенное влияние вихреобразования в движущейся жидкости на содержание в ней свободной газовой фазы. Прежде всего авторы отмечают, что в неподвижной воде, заполняющей кавитационную трубу, содержание свободного газа всегда так мало, что не может быть зафиксировано измерительной аппаратурой. Однако в воде, движущейся даже с незначительной скоростью, содержание свободного газа немедленно возрастало. Поскольку при столь незначительных скоростях кавитация в жидкости не возникала, было высказано предположение, что причиной повышения концентрации свободного газа является вихреобразование в движущейся жидкости.

Для проверки этого предположения был поставлен следующий эксперимент. В небольшом открытом баке с водой устанавливался гладкий алюминиевый диск диаметром около 10 см, приводимый во вращение электромотором. При вращении диска на его поверхности происходит интенсивное вихреобразование; возникшие при этом газовые пузырьки циркулируют во всем объеме воды. В воде, на расстоянии 5 см друг от друга устанавливался ультразвуковой излучатель, возбуждаемый шумовым спектром, и приемный гидрофон. Сигнал с гидрофона подавался на ультразвуковой анализатор спектра с диапазоном частот 20—190 кгц.

Результаты опыта представлены на рис. 18, где по оси ординат отложено поглощение ультразвука  $K$  в  $дб$ , а по оси абсцисс внизу и вверху — диапазон исследованных частот и радиусы резонансных пузырьков. За нулевое поглощение на всех частотах принято поглощение в неподвижной воде. После калибровочных испытаний с неподвижной водой включался мотор и определялось поглощение, вносимое образовавшимися пузырьками. Штриховой кривой на рисунке изображено поглощение звука, измеренное по прошествии 5 мин вращения диска со скоростью 1200 об/мин; пунктирной кривой — поглощение через 4 мин при скорости диска 1750 об/мин. Последующие измерения показали, что с течением времени содержание свободного газа в воде уменьшается, а по прошествии 25 мин величины поглощения практически не отличаются от найденных в начале опыта.

Во втором опыте на противоположных концах диска вертикально устанавливались две втулки диаметром 3 мм и высотой 12 мм. Описанная процедура повторялась. Поскольку в данном случае наряду с образованием вихрей на поверхности диска возникают вихри, отделяющиеся

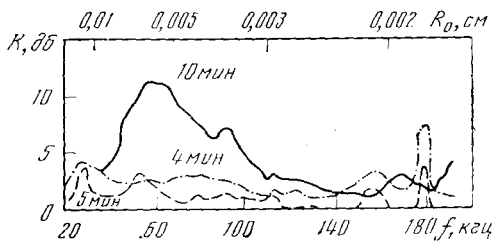


Рис. 18. Поглощение ультразвука в воде, перемешанной вращающимся диском

от плохо обтекаемых цилиндрических втулок, естественно было ожидать, что содержание свободного газа и, следовательно, величины измеренного поглощения будут существенно больше, чем в первом опыте. Эксперимент это подтвердил. Сплошной кривой на рис. 18 показано поглощение, измеренное во втором опыте через 10 мин при скорости диска 1750 об/мин.

Обсуждая методику проведения эксперимента, авторы отмечают, что в процессе опытов они не обнаружили кавитационного шума или каких-либо других явлений, сопутствующих кавитации. Оказалось, что повышение концентрации свободного газа увеличивалось с повышением скорости вращения диска, но было заметно и при таких низких скоростях концов диска, как 6 м/сек (результаты этих опытов показаны на рис. 18) и даже при 3 м/сек.

Таким образом, сравнительно слабый турбулентный пограничный слой способен порождать вихри, которые могут создавать в нормально насыщенной воде при нормальных атмосферных условиях значительное количество газовых пузырьков разнообразных размеров.

Выполненные нами эксперименты аналогичны описанным, с той лишь разницей, что были найдены численные значения концентрации свободного газа, образовавшегося в результате перемешивания воды. Перемешивание производилось диском диаметром 12 см, вращавшимся в течение 5 мин со скоростью 1250 об/мин (скорость концов диска 8 м/сек). В экспериментах использовалась водопроводная вода, предварительно отстаивавшаяся в течение суток. Измерения концентрации свободного газа проводились с помощью аппаратуры, описанной в § 2 гл. 2, сразу после перемешивания воды и во время последующего ее отстаивания. Для получения воспроизводимых результатов стенки заглушенного бака и излучающий и приемный преобразователи перед каждым измерением тщательно очищались от оседающих на них пузырьков.

Результаты опытов представлены на рис. 19, где по оси ординат отложена концентрация свободного газа, а по оси абсцисс — время проведения опыта. Кривая 1 получена для диска с гладкой поверхностью, кривая 2 —

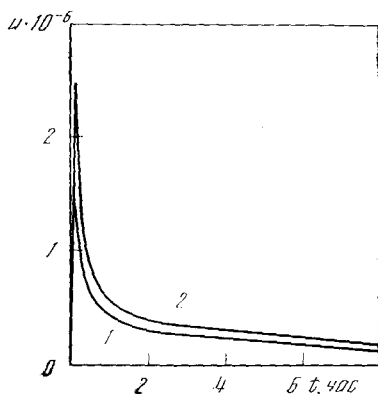


Рис. 19. Влияние перемешивания воды на образование свободного газа

1 — перемешивание гладким диском; 2 — перемешивание диском с двумя вертикальными втулками

для диска, на поверхности которого установлены две втулки диаметром 3 мм и высотой 12 мм. Кривые построены по усредненным данным десяти измерений. Возрастающий участок кривых характеризует рост концентрации свободного газа при перемешивании воды, а спадающий участок — уменьшение концентрации при последующем отстаивании воды. Как видно, в результате образования турбулентных потоков концентрация свободного газа в воде достигает величины  $(1,5—2,5) \cdot 10^{-6}$ .

К сожалению, чувствительность использованной аппаратуры оказалась недостаточной для определения концентрации свободного газа в отстаившейся водопроводной воде до ее перемешивания. Однако из экспериментальных данных, приведенных в § 5 гл. 3, следует, что эта величина приблизительно составляет  $10^{-11}—10^{-10}$ . Таким образом, перемешивание воды вращающимся диском способствует увеличению концентрации свободного газа на 4—5 порядков. Механизм образования свободного газа в турбулентных потоках, по-видимому, связан с конвективной диффузией газа из раствора в пузырьки, попадающие в область пониженного давления и, прежде всего, — в центры вихрей.

В дополнительных опытах (не отраженных на рисунке) было обнаружено, что на эффект выделения свободного газа под действием турбулентных потоков определенным образом воздействует предварительная насыщенность воды растворенным и свободным газом. Так, в зимнее время, когда газосодержание водопроводной воды максимально, эффект образования свободного газа проявляется наиболее заметно; с увеличением времени предварительного отстаивания воды концентрация выделившегося газа уменьшается.

Как известно, создание в жидкости мощных ультразвуковых полей всегда сопровождается возникновением интенсивных течений, которые, по-видимому, также способствуют увеличению содержания свободного газа и существенно изменяют первоначальные кавитационные свойства жидкости.

Иными словами, между интенсивными течениями и энергией, затраченной на образование кавитации, вероятно, существует своеобразная «положительная обратная связь».

#### § 4. Содержание свободного газа в кильватерных струях кораблей

Теоретически и экспериментально доказано, что поглощение и рассеяние звука кильватерными струями кораблей обусловлено воздушными пузырьками, образующимися в результате нескольких одновременно действующих эффектов: 1) кавитации на гребных винтах корабля; 2) диффузии растворенного воздуха в полости с пониженным давлением; 3) влияния воздуха, внесенного в воду корпусом корабля. Акустические эффекты, созданные кильватерной струей, продолжают существовать от 15 до 45 мин после прохождения корабля.

В гл. 1 было показано, что поглощающее и рассеивающее действие газовых пузырьков столь велико, что даже небольшое количество пузырьков может объяснить наблюдаемые акустические свойства кильватерных струй. Следуя изложенной в гл. 1 методике, можно по данным измерений затухания звука, вносимого пузырьками, вычислить плотности распределения и объемные концентрации пузырьков в кильватерных струях различных кораблей при любых скоростях и для струй различного возраста.

В качестве примера в табл. 1 представлены экспериментальные величины коэффициента затухания  $K_e$  (дБ/м) и вычисленные по формуле (22) плотности распределения пузырьков  $n$  ( $R_0$ ) в кильватерной струе эскадрен-

Таблица 1

Акустические измерения, проведенные в кильватерной струе эскадренного миноносца

Частота, кГц	Возраст струи, мин						$R_0$ , см
	1		3		5		
	расстояние от кормы корабля, м						
	450		1350		2250		
$K_e$	$u(R_0)$	$K_e$	$u(R_0)$	$K_e$	$u(R_0)$		
3	0,39	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,033	$2,1 \cdot 10^{-7}$	—	—	0,107
8	0,74	$4,8 \cdot 10^{-6}$	0,23	$1,5 \cdot 10^{-6}$	0,033	$2,1 \cdot 10^{-7}$	0,040
20	1,22	$7,9 \cdot 10^{-6}$	0,53	$3,4 \cdot 10^{-6}$	0,24	$1,6 \cdot 10^{-8}$	0,016
40	1,82	$1,18 \cdot 10^{-5}$	0,87	$5,6 \cdot 10^{-6}$	0,48	$3,1 \cdot 10^{-6}$	0,008

ного миноносца, идущего со скоростью 15 узлов, при различном возрасте струи и на разном расстоянии от кормы корабля [6].

Измерения проводились на частотах от 3 до 40 кГц, которым соответствовали радиусы резонансных пузырьков в интервале 0,008—0,107 см.

По данным этой и аналогичных таблиц строились [6] графики зависимостей  $u(R_0)=f(R_0)$  при различных скоростях эскадренного миноносца и для струй различного возраста, а затем подсчитывались величины объемной концентрации свободного воздуха, определяемые как

$$u = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} u(R_0) dR. \quad (44)$$

Результаты расчета величин  $u$  в кильватерной струе эскадренного миноносца при различных его скоростях приведены в табл. 2 [6].

Таблица 2

Концентрация свободного воздуха в кильватерной струе эскадренного миноносца

Скорость, узлы	Возраст струи, мин		
	1	3	5
	Объемная концентрация свободного воздуха		
10	$5,2 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-8}$
15	$7,4 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$6,9 \cdot 10^{-8}$
20	$7,0 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$
25	$9,1 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$8,7 \cdot 10^{-8}$

Непосредственных измерений количества свободного воздуха, содержащегося в кильватерных струях кораблей, не проводилось. Такие измерения были проведены лишь в кильватерной струе 23-метровой яхты [6]. Оказалось, что в одной части воды содержалось  $5 \cdot 10^{-7}$  частей воздуха; эта цифра удовлетворительно согласуется с данными, приведенными в табл. 2.

Аналогичные эксперименты и расчеты были выполнены [6] и для моделей винтов, вращающихся на месте без поступательного движения. Ниже приведены результаты вычислений концентрации свободного воздуха



в кильватерной струе 25-сантиметровой модели винта для различных глубин его погружения [6]:

Глубина, м	3,5	7	10
<i>и</i>	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-7}$

Из этих данных следует, что концентрация *и* в кильватерной струе модельного винта оказалась в 5—10 раз больше, чем в кильватерной струе эскадренного миноносца (табл. 2). Этот результат может показаться неожиданным, если не принимать во внимание, что скорости концов винта эскадренного миноносца на ходу 15 *узлов* и модельного винта оказались приблизительно одинаковыми. Кроме того, известно, что вихреобразование у концов винта, вращающегося на месте, значительно интенсивнее, чем у винта, совершающего помимо вращательного еще и поступательное движение. Эти обстоятельства приводят к тому, что модельный винт создает большее количество пузырьков, чем винт эскадренного миноносца, идущего со скоростью 15 *узлов*.

Существенно меньшие концентрации свободного воздуха были получены в кильватерных струях подводных лодок. При скорости хода лодки 6 *узлов* на глубине около 10 м плотность распределения *и* ( $R_0$ ) оказалась приблизительно равной  $3 \cdot 10^{-8}$ , что на два порядка меньше величины *и* ( $R_0$ ) для эскадренного миноносца на ходу 15 *узлов* при возрасте струи 1 мин (см. табл. 1). Если кривая *и* ( $R_0$ ) в зависимости от  $R_0$  имеет ту же форму, что и типовая кривая распределения для эскадренных миноносцев, то результирующая объемная концентрация *и* в струе составит, по данным работы [6], лишь  $1 \cdot 10^{-9}$ . С увеличением глубины погружения плотность распределения пузырьков резко уменьшается, и на глубинах 60—90 м акустические эффекты кильватерных струй практически исчезают.

Таким образом, концентрация свободного газа в кильватерных струях определяется типом корабля, скоростью его хода и глубиной погружения, и в зависимости от указанных факторов меняется весьма значительно — от  $10^{-9}$  до  $10^{-6}$ .

## § 5. Распределение стабильных газовых пузырьков в воде

Известно, что в жидкости всегда существуют стабильные газовые пузырьки, распределение которых по размерам недостаточно изучено. Представляет интерес исследовать распределение по размерам газовых пузырьков в отстоявшейся воде.

Согласно части IV (стр. 324), на основании принципов статистики Гиббса (см. [43]) получено, что если в длительно отстоявшейся жидкости число молекул газа в пузырьках постоянно, то наиболее вероятное состояние системы будет тогда, когда функция распределения стабильных пузырьков по размерам имеет вид

$$n(R) = \frac{A}{R^3}. \quad (45)$$

Для определения постоянной *A* необходимо иметь экспериментальные данные о количестве свободного газа, содержащегося в длительно отстоявшейся жидкости. Прямых экспериментов, в которых исследовалась бы указанная характеристика жидкости, не известно, да они и трудно осуществимы. Тем не менее величину *A* можно оценить приближенно, используя свойство газовых пузырьков поглощать звуковую энергию, распространяющуюся в жидкости.

С помощью установки, описанной в § 2 гл. 1, определялось вносимое пузырьками поглощение в водопроводной воде, подвергнутой длительному отстаиванию. Полученные величины поглощения согласуются с дан-

ными работ [16, 17]. По найденным экспериментально величинам  $D$  из соотношений (28) вычислялись плотности распределения пузырьков  $u(R_0)$  и  $n(R_0)$ . На рис. 20 представлены плотности распределения  $n(R_0)$  в водопроводной воде в зависимости от времени ее отстаивания. Из графика следует, что в рассмотренном интервале радиусов пузырьков (4—34 мк) функция  $n(R_0)$  при различном времени отстаивания воды имеет вид, близкий к  $n \sim 1/R^{3,5}$ , что удовлетворительно согласуется с полученной из статистики Гиббса функцией распределения вида (45) для длительно отстаившейся жидкости.

На рис. 21, а приведены функции распределения  $u(R_0)$  при различном времени отстаивания воды  $t$ . Вычислив для каждого из значений  $t$  величину интеграла

$$u = \int_{4 \text{ мк}}^{34 \text{ мк}} u(R_0) dR, \quad (46)$$

можно построить зависимость  $u=f(t)$ . Из рис. 21, б видно, что объемная концентрация свободного газа и за первые 5—6 час отстаивания воды уменьшается приблизительно на порядок по сравнению с первоначальной величиной и становится равной  $10^{-10}$ . Эта величина лишь незначительно превышает порог чувствительности аппаратуры, и дальнейшие измерения становятся невозможными.

Однако исследования кавитационной прочности водопроводной воды показывают, что по мере отстаивания в воде устанавливается некоторое постоянное содержание свободного газа, после чего величина кавитационной прочности воды практически не меняется. По данным Страсберга [16], стабилизация содержания свободного газа в водопроводной воде происхо-

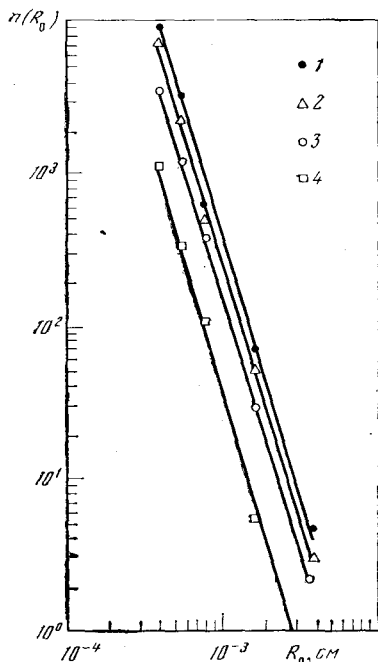


Рис. 20. Плотности распределения пузырьков  $n(R_0)$  в водопроводной воде; параметр — время отстаивания воды

1 — 25 мин; 2 — 1 час; 3 — 3 час; 4 — 5 час

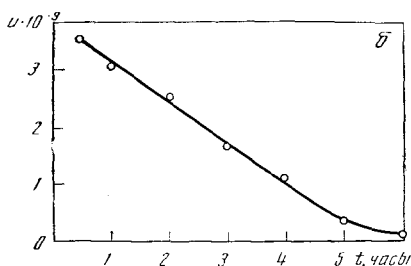
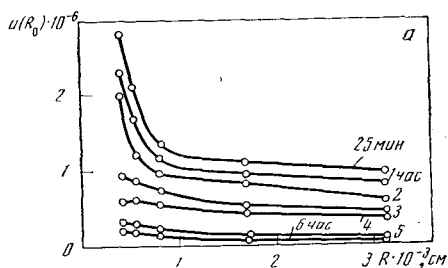


Рис. 21. Плотности распределения пузырьков  $u(R_0)$  (а) и объемные концентрации свободного газа (б) в водопроводной воде, подвергнутой отстаиванию

дит в течение 15—20 час (см. рис. 15); согласно работе [44], этот временной интервал составляет 6—7 час.

Наши измерения кавитационной прочности воды, выполненные с помощью кольцевого пьезокерамического излучателя, показали, что стабилизация кавитационной прочности водопроводной воды происходит через 10—12 час; несоответствие приведенных данных, по-видимому, объясняется различным начальным газосодержанием воды.

Если допустить, что к моменту установления в жидкости постоянного содержания газовых пузырьков концентрация  $n$  понизится еще на порядок по сравнению с величиной, найденной нами при  $t \approx 6$  час, то с точностью до порядка объемная концентрация стабильных газовых пузырьков будет  $n \approx 10^{-11}$ . Тогда из соотношения

$$\int_{4 \text{ мк}}^{34 \text{ мк}} \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{A}{R^3} dR \approx 10^{-11} \quad (46a)$$

легко получить  $A \approx 10^{-9}$ , и, следовательно, плотность распределения пузырьков в длительно отстаившейся воде при нормальных атмосферных условиях будет определяться функцией вида

$$n(R) = \frac{A}{R^3} \approx \frac{10^{-9}}{R^3}. \quad (47)$$

Интересно сравнить этот результат с найденным М. Г. Сиротюком<sup>1</sup> распределением кавитационных зародышей в отстаившейся дистиллированной воде. На рис. 22 показано количество  $N$  кавитационных зародышей в единице объема воды, вычисленное Сиротюком по данным проведенных им измерений кавитационной прочности дистиллированной воды (1) и по результатам измерений, проведенных Сетте с сотрудниками [41] (2 и 3). Сплошной линией на графике изображена найденная нами функция  $N = n(R) dR$ , где  $N$  — число пузырьков с радиусами в интервале от  $R$  до  $R + dR$  в  $1 \text{ см}^3$  воды;  $n(R)$  — функция, отвечающая уравнению (47); величина  $dR$  для удобства сопоставления, как и Сиротюком, принята равной  $0,1R_0$ . Вертикальные линии на графике характеризуют разброс значений  $N(R)$  в пределах одного порядка, обусловленный неточностью определения величины  $A$ .

Из графика видно, что две независимые методики исследования функции распределения пузырьков по размерам дают результаты, удовлетворительно согласующиеся между собой, по крайней мере, в области  $R_0 < 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . Как и следовало ожидать, полученные нами для отстаившейся водопроводной воды величины  $N(R)$  несколько превышают соответствующие значения, найденные для дистиллированной воды с высокой степенью очистки.

Существенное расхождение результатов в области сравнительно больших пузырьков ( $R_0 > 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ) может быть вызвано тем, что при выводе выражения (45) не учитывалось влияние твердых примесей на процессы длительного существования в жидкости газовых пузырьков [45]. Действительно, длительное существование в жидкости пузырьков с радиу-

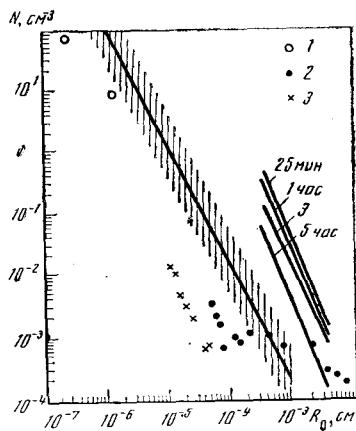


Рис. 22. Распределение по размерам газовых пузырьков в водопроводной, отстаившейся водопроводной и отстаившейся дистиллированной воде

<sup>1</sup> См. часть V второй книги настоящей монографии.

сами в десятки микрон, наличие которых следует из рис. 22, трудно объяснить чем-либо иным, кроме влияния примесей, компенсирующих плавучесть пузырьков. Влияние твердых примесей на стабилизацию в жидкости газовых пузырьков более подробно обсуждается ниже.

В правой части рис. 22 приведено семейство кривых  $N=f(R_0)$ , где  $R_0$  меняется в пределах  $(4-34) \cdot 10^{-4}$  см. Параметр — время отстаивания водопроводной воды; величина  $dR$ , как и прежде, принята равной  $0,1R_0$ . Кривые дают возможность определить число пузырьков, содержащихся в единице объема водопроводной воды при различном времени ее отстаивания.

## § 6. Влияние твердых примесей на стабилизацию газовых пузырьков в жидкостях

Механизм длительного существования в жидкости кавитационных зародышей должен объяснять по крайней мере два обстоятельства: 1) возможность существования зародышей, несмотря на действие сил поверхностного натяжения; 2) причины, нейтрализующие положительную плавучесть пузырька.

Для объяснения факторов, препятствующих растворению пузырька под действием сил поверхностного натяжения, предложено несколько физических моделей кавитационных зародышей и гипотез, обосновывающих возможность их постоянного существования в жидкости [31, 42, 46]. Однако предложенные модели кавитационных зародышей не учитывают еще одного фактора, способствующего исчезновению из жидкости кавитационных зародышей, — плавучести пузырька, за счет которой пузырьки должны всплывать на поверхность. Сравнительно недавно Тёрнер [47] установил, что поглощение в открытом баке с водой заметно превышает поглощение в том же баке с закрытой крышкой, что говорит о возможности стабилизации пузырьков на частицах пыли, попавших в воду. По мнению Тёрнера, твердые частицы, осевшие на поверхности пузырька, нейтрализуют его плавучесть.

Действительно, изложенные в предыдущем параграфе результаты исследований функции распределения пузырьков в водопроводной воде, подвергнутой длительному отстаиванию, свидетельствуют о том, что пузырьки существуют в жидкости значительно дольше, чем это предсказывает формула Стокса для скорости всплытия в жидкости тела сферической формы.

Подтвердим сказанное небольшим расчетом. Применительно к нашему случаю формула Стокса может быть переписана в виде

$$t = \frac{d}{2 \cdot 10^3 R_0^2}, \quad (48)$$

где  $t$  — время (в сек) подъема пузырька радиуса  $R_0$  (в см) в воде на расстояние  $d$  (в см).

Из формулы (48) легко найти максимальный размер пузырьков, которые еще могут остаться в жидкости по прошествии времени  $t$ :

$$R_{\max} = 10^{-2} \sqrt{\frac{d}{2t}}. \quad (49)$$

Величины  $R_{\max}$  для различного времени отстаивания жидкости приведены ниже, расстояние  $d$  принято равным 28 см (диаметру сферической колбы, в которой производились измерения поглощения, описанные в предыдущем параграфе):

$t$ , час	$1/10$	$1/4$	$1/2$	1	2	3	4	6
$R_{\max}$ , мк	20	12,5	9	6,3	4,5	3,6	3,15	2,55

Таким образом, пузырьки с радиусами  $R > 15$  мк должны по прошествии нескольких минут всплыть на поверхность и уйти из объема жидкости. В то же время из рис. 22 видно, что пузырьки с радиусами 20—30 мк длительно существуют не только в водопроводной воде, но и в отстаившейся жидкости.

Для проверки предположения о том, что положительная плавучесть газовых пузырьков может частично компенсироваться наличием твердых примесей на поверхности или внутри пузырька, мы провели серию экспериментов, сущность которых сводилась к следующему.

Если в нормально насыщенных воздухом водопроводной и дистиллированной воде искусственно создать одинаковые условия для образования дополнительных газовых пузырьков, то в водопроводной воде, содержащей заведомо большее количество твердых примесей, вероятность «торможения» пузырька твердой частицей окажется более высокой, чем в дистиллированной. Если указанные рассуждения справедливы, то измерения поглощения звука в дистиллированной и водопроводной воде после образования в них дополнительных газовых пузырьков должны дать существенно различные результаты.

Дополнительные газовые пузырьки создавались в жидкости с помощью вертушки, установленной на оси электромотора. Число оборотов и время включения мотора были постоянными, поэтому условия для образования в водопроводной и дистиллированной воде дополнительных газовых пузырьков («аэрации» воды) можно было считать приблизительно одинаковыми.

Измерения поглощения, вносимого газовыми пузырьками, проводились с помощью описанной ранее реверберационной установки.

Результаты одного из типичных экспериментов представлены на рис. 23, где по оси ординат отложены величины коэффициента поглощения  $K_p$ , а по оси абсцисс — радиусы резонансных пузырьков; параметр — время отстаивания воды после выключения вертушки. За нулевое поглощение принято поглощение через сутки после аэрации; его величина в пределах точности эксперимента совпадает с поглощением до аэрации. Не приводя расчета распределения пузырьков по числу и размерам, который может быть выполнен по изложенной ранее методике, укажем на следующие интересные обстоятельства. Из рис. 23 следует, что в результате одинакового механического перемешивания жидкостей с различной концентрацией твердых примесей количество газовых пузырьков, образовавшихся в водопроводной воде, а также число пузырьков при каждом постоянном времени ее отстаивания значительно превышает содержание пузырьков в дистиллированной воде.

Полученные результаты подтверждают предположение о том, что содержание свободного воздуха в воде зависит от концентрации твердых примесей. При этом влияние твердых несмачиваемых примесей на кавитационную прочность воды, по-видимому, носит двойкий характер: с одной

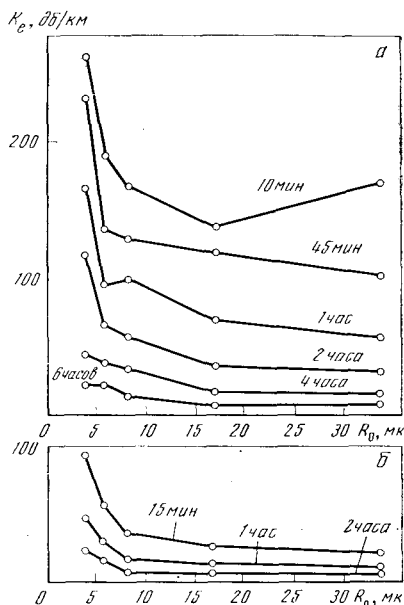


Рис. 23. Влияние перемешивания жидкости на поглощение звука

а — в водопроводной воде; б — в дистиллированной воде

стороны, примеси способствуют длительному существованию в жидкости газовых пузырьков, с другой, — сами по себе являются «слабыми» точками в жидкости. Механизм объединения газовых пузырьков с твердыми частицами рассмотрен в работах [47] и [48], но требует еще дополнительного изучения.

\* \* \*

Количества работ, в которых проводились измерения содержания свободного газа в жидкостях, еще недостаточно, чтобы можно было систематизировать полученные данные и ввести обоснованные оценки величин, с которыми исследователь может встретиться на практике. Рассмотренные в гл. 3 работы, которыми, вообще говоря, исчерпываются все исследования, выполненные в данном направлении, позволяют приблизительно оценить возможные концентрации свободного газа лишь в некоторых случаях, которые мы свели в табл. 3.

Т а б л и ц а 3  
Исследования концентрации свободного газа

Объект исследования	Концентрация свободного газа
Отстоявшаяся дистиллированная вода	$10^{-12}$
Отстоявшаяся водопроводная вода	$10^{-12}$ — $10^{-10}$
Водопроводная вода (при отстаивании более 1 час)	$10^{-9}$ — $10^{-8}$
Вода в кильватерных струях кораблей [6]	$<10^{-9}$ — $10^{-6}$
Вода в кавитационных трубах [4]	$<10^{-6}$ — $10^{-4}$

Каких-либо данных о распределении пузырьков по числу и размерам, кроме приведенных нами в § 5 гл. 8, в литературе не имеется.

Содержание свободного газа в жидкостях определяется целым рядом факторов, и в зависимости от них может меняться весьма значительно — в пределах нескольких порядков. Таким образом, какие-либо гипотетические оценки содержания свободного газа в каждом конкретном случае становятся невозможными и данные такого рода могут быть получены лишь экспериментальным путем. Кроме сводки полученных уже результатов, данная работа имеет целью привлечь внимание к тем широким возможностям экспериментального исследования содержания свободного газа, которые заложены в акустических методах.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. Г. Сиротюк. Протекание процессов ультразвуковой кавитации при повышенных гидростатических давлениях. — Акуст. ж., 12, вып. 2, 231, 1966.
2. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский. Способ повышения эффективности воздействия ультразвука на процессы, протекающие в жидкостях. — Ультразвуковая техника, № 3, 28, 1964.
3. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Судостроение, 1966.
4. J. E. Ripken, J. M. Killen. Gas Bubbles, their Occurrence, Measurement and Influence in Cavitation Testing. — Symposium on Cavitation and Hydraulic Machinery, Sendai, Japan, 1962.
5. А. С. Горшков, А. А. Русецкий. Кавитационные трубы. Судпромгиз, 1962.
6. Физические основы подводной акустики. Пер. с англ. под ред. В. И. Мясищева. М., изд-во «Советское радио», 1955.

7. M. Minnaert. On Musical-Air Bubbles and the Sounds of Running Water. — *Phil. Mag.*, 16, 7, 235, 1933.
8. Ch. Devin. Survey of Thermal, Radiation and Viscous Damping of Pulsating Air Bubbles in Water. — *JASA*, 31, N 12, 1654, 1959.
9. K. Yosioka, Y. Kawasima, H. Hirano. Acoustic Radiation Pressure on Bubbles and their Logarithmic Decrement. — *Acustica*, 5, N 3, 173, 1955.
10. M. L. Exner. Messung der Dämpfung pulsierender Luftblasen in Wasser. — *Akust. Beih.*, N 1, 25, 1951 (см. перевод в сб.: «Проблемы современной физики», вып. 9, ИЛ, 1953).
11. E. L. Carstensen, L. L. Foldy. Propagation of Sound through a Liquid Containing Bubbles. — *JASA*, 19, N 3, 481, 1947.
12. F. Fox, S. Curley, G. Larson. Phase Velocity and Absorption Measurements in Water Containing Air Bubbles. — *JASA*, 27, 534, 1955 (см. перевод в сб. «Проблемы современной физики», вып. 8, ИЛ, 1956).
13. J. D. Macpherson. The Effect of Gas Bubbles on Sound Propagation in Water. — *Proc. Phys. Soc.*, B, 70, N 1, 85, 1957.
14. D. T. Laird, P. M. Kendig. Attenuation of Sound in Water Containing Air Bubbles. — *JASA*, 24, N 1, 29—32, 1952. (См. перевод в сб. «Проблемы современной физики», вып. 9, ИЛ, 1953).
15. E. Silbermann. Sound Velocity and Attenuation in Bubbly Mixtures Measured in Standing Waves Tubes. — *JASA*, 29, N 8, 925, 1957.
16. M. Strasberg. Onset of Ultrasonic Cavitation in Tap Water. — *JASA*, 31, N 2, 163, 1959.
17. K. S. Iyengar, E. G. Richardson. Measurements on the Air-Nuclei in Natural Water which Give Rise to Cavitation. — *Brit. J. Appl. Phys.*, 9, 154, 1958.
18. В. П. Глозов. Метод реверберационного бака для исследования поглощения звука в море. — *Акуст. ж.*, 4, вып. 3, 239, 1958.
19. C. E. Mulders. Ultrasonic Reverberation Measurements in Liquids. — *Appl. Scient. Res.*, B1, 3, 149, 1948; B1, 5, 341, 1950.
20. C. E. Mulders. Ultrasonic Absorption in Water in the Region of 1 mc/s.— *Nature*, 164, 347, 1949.
21. C. J. Moen. Ultrasonic Absorption in Liquids. — *JASA*, 23, N 1, 62, 1951.
22. J. Карлович. Resonance Reverberation Method for Sound Absorption Measurements. — *JASA*, 26, 819—823, 1954 (см. перевод в сб. «Проблемы современной физики», вып. 8, ИЛ, 1955).
23. L. Lawley, R. Reed. A Reverberation Method for the Measurement of the Absorption of Ultrasonic in Liquids. — *Acustica*, 5, 316, 1955.
24. В. Э. Фришберг. Установка для измерения коэффициента поглощения ультразвуковых колебаний в жидкостях. — «Передовой научно-техн. и произв. опыт», № 18—64—466/18, ГОСИНТИ, 1964.
25. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. ИЛ, 1956.
26. F. G. Blake. Bjerknes Forces in Stationary Sound Fields. — *JASA*, 21, 551, 1949.
27. E. Meyer, E. Skudrzyk. Über die akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern in Wasser. — *Akust. Beih.*, 3, 434, 1953.
28. Е. Скучик. Основы акустики, т. II, ИЛ, 1959.
29. N. Davids, E. Thurston. The Acoustic Impedance of a Bubbly Mixture and the Determination of its Bubble Size Distribution Function. — *JASA*, 22, N 1, 20, 1950.
30. M. Greenspan, C. Tshiegg. Effect of Dissolved Air on the Speed of Sound in Water. — *JASA*, 28, 501, 1958 (см. перевод в сб. «Проблемы современной физики», вып. 11, ИЛ, 1957).
31. E. N. Harvey, D. K. Barnes, W. D. McElroy, A. H. Whiteley. Removal of Gas Nuclei from Liquids and Surfaces. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 156, 1945.
32. R. T. Knapp. Cavitation and Nuclei. — *Trans. ASME*, 80, N 6, 1958.
33. M. Strasberg. Undissolved Air Cavities as Cavitation Nuclei. — *Cavitation in Hydrodynamics*, London, NPL, 1956.
34. H. J. Naake, K. Tamm, P. Dämmig, H. W. Helberg. Formation of Air Bubbles in Air-Saturated Water at Reduced Pressure and their Indication by an Acoustical Measuring Procedure. — *Acustica*, 8, N 3, 142, 1958.
35. H. J. Naake, K. Tamm, P. Dämmig, H. W. Helberg. Observation of the Formation and Growth of Bubbles in Water Containing Air, by Optical Methods. — *Acustica*, 8, N 4, 193, 1958.
36. W. Connolly, F. Fox. Ultrasonic Cavitation Thresholds of Water. — *JASA*, 26, N 5, 843, 1954.
37. W. J. Galloway. An Experimental Study of Acoustically Induced Cavitation in Liquids. — *JASA*, 26, N 5, 849, 1954.

38. D. Liberman. Radiation-Induced Cavitation. — *Phys. Fluids*, 2, N 4, 466, 1959.
39. D. Sette. Sonic Cavitation and Ionizing Radiation. — *Proc. III Internat. Congr. Acoust., Stuttgart, 1959, Vol. I. Amsterdam, 1961, 330—333.*
40. D. Sette, F. Wanderlingh. Nucleation by Cosmic Rays in Ultrasonic Cavitation. — *Phys. Rev.*, 125, N 2, 409, 1962.
41. D. Messino, D. Sette, F. Wanderlingh. Statistical Approach to Ultrasonic Cavitation. — *JASA*, 35, 10, 1575, 1963.
42. В. А. Акуличев. Гидратация ионов и кавитационная прочность воды. — *Акуст. ж.*, 12, вып. 2, 160, 1966.
43. А. Зоммерфельд. Термодинамика и статистическая физика. ИЛ, 1955.
44. M. M. Hasan, K. S. Iyengar. Size and Growth of Cavitation Bubble Nuclei. *Nature*, 199, 4897, 995, 1963.
45. Л. Р. Гаврилов. О стабилизации в жидкостях кавитационных зародышей. *Энергомашиностроение*, № 1, 45, 1967.
46. F. E. Fox, K. F. Herzfeld. Gas Bubbles with Organic Skin as Cavitation Nuclei. — *JASA*, 26, 6, 984, 1954.
47. W. R. Turner, Microbubble Persistence in Fresh Water. — *JASA*, 33, 9, 1223, 1961.
48. Л. А. Эпштейн. Возникновение и развитие кавитации. — *Труды ЦАГИ*, № 655, 1948.



ЧАСТЬ VII

**БРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕТАЛЛОВ**

*О. В. Абрамов, И. И. Теумин*

## Часть VII

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	429
<b>Глава 1. Механизм кристаллизации металлов в ультразвуковом поле . . . . .</b>	<b>430</b>
§ 1. Структурные изменения, наблюдаемые при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле . . . . .	430
§ 2. Некоторые представления о процессе кристаллизации металлов . . . . .	433
§ 3. Факторы ультразвукового поля, оказывающие влияние на процесс кристаллизации металлов и сплавов . . . . .	435
§ 4. Роль кавитационных явлений в эффекте образования мелкозернистой структуры . . . . .	437
§ 5. Влияние сил вязкого трения на скорость зарождения центров кристаллизации и диспергирование кристаллов . . . . .	440
§ 6. Зарождение центров кристаллизации при наличии ультразвукового поля . . . . .	445
§ 7. Диспергирование кристаллов в ультразвуковом поле . . . . .	448
§ 8. Влияние условий кристаллизации на ультразвуковую обрабатываемость материалов . . . . .	455
§ 9. Нерастворимые примеси при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле . . . . .	457
<b>Глава 2. Ультразвуковая обработка сталей и сплавов . . . . .</b>	<b>462</b>
§ 1. Углеродистые и низколегированные стали . . . . .	464
§ 2. Стали ферритного класса . . . . .	468
§ 3. Стали аустенитного класса . . . . .	472
§ 4. Стали карбидного класса и бористые . . . . .	474
§ 5. Сплавы на основе цветных металлов . . . . .	480
<b>Глава 3. Основы технологии ультразвуковой обработки кристаллизующегося расплава . . . . .</b>	<b>486</b>
§ 1. Методы обработки расплавов ультразвуком . . . . .	486
§ 2. Введение ультразвука в нижнюю часть расплава при кристаллизации слитка в изложнице . . . . .	489
§ 3. Введение ультразвука в верхнюю часть расплава при кристаллизации в изложнице . . . . .	491
§ 4. Обработка кристаллизующегося слитка в промежуточном объеме . . . . .	492
§ 5. Введение ультразвука в верхнюю часть расплава при непрерывной разливке . . . . .	493
§ 6. Введение ультразвука через затравку при вакуумном дуговом переплаве (ВДП) и при электрошлаковом переплаве (ЭШП) . . . . .	493
§ 7. Образование газовой пористости . . . . .	499
§ 8. Энергетика ультразвуковой обработки расплава . . . . .	500
§ 9. Колебательный режим волновода, нагретого на конце расплавом . . . . .	505
§ 10. Полупромышленные установки . . . . .	508
<b>Литература . . . . .</b>	<b>512</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Один из перспективных методов улучшения структуры и свойств металлов и сплавов заключается в воздействии на процесс кристаллизации ультразвуковыми колебаниями. Обработка расплавов ультразвуком только начинает выходить из стадии лабораторных экспериментов, однако исследования, выполненные в полупроизводственном масштабе, говорят уже о возможности и эффективности внедрения этого метода в промышленность.

Впервые эффект воздействия ультразвука на процесс кристаллизации металлов был описан С. Я. Соколовым [1] в 1935 г. В дальнейших работах [2, 3] продолжалось изучение структуры и свойств металлов, обработанных ультразвуком, и исследовался механизм зарождения и роста центров кристаллизации под воздействием ультразвука. Работы В. И. Давилова с сотрудниками [4, 5, 7] позволили установить характер влияния ультразвука на процессы зарождения и роста кристаллов в переохлажденных расплавах органических веществ. Большой цикл исследований в этом направлении позднее был проведен А. П. Капустиним [6].

В 50-х годах, наряду с изучением механизма воздействия ультразвука на процессы кристаллизации металлов, началась разработка эффективных методов введения колебаний в затвердевающий металл [14]. Ультразвуковой обработке подвергались металлы и сплавы с температурой плавления  $\sim 1500^\circ\text{C}$ , началось проведение работ по ультразвуковой дегазации алюминиевых сплавов [28], с помощью ультразвука были созданы новые сплавы, состоящие из металлической основы с неметаллическим порошковым наполнителем [22].

Выполненные к настоящему времени работы по ультразвуковой обработке затвердевающего металла шли по трем направлениям:

во-первых, изучение физики влияния ультразвука на процесс кристаллизации;

во-вторых, исследование влияния озвучивания на структуру и свойства металлов и сплавов с целью выбора материалов, ультразвуковая обработка которых существенно повышает их свойства и, несомненно, целесообразна;

в третьих, разработка рациональной технологии ультразвукового воздействия на процесс кристаллизации металлов.

## МЕХАНИЗМ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

### § 1. Структурные изменения, наблюдаемые при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле

Непосредственным результатом воздействия ультразвуковых колебаний на кристаллизующийся металл являются структурные изменения, происходящие в слитке. На основании данных работ [7, 8, 14] результаты воздействия ультразвука можно охарактеризовать следующими изменениями структуры:

- а) уменьшение средней величины зерна;
- б) устранение столбчатой структуры и образование равноосного зерна;
- в) изменение характера распределения фаз (по количеству, степени измельчения и взаимному расположению);
- г) повышение однородности слитка, уменьшение степени развития ликвационных процессов;
- д) более равномерное распределение неметаллических включений по объему слитка.

Перечисленные эффекты, однако, не исчерпывают всех структурных изменений, которые в действительности может вызвать кристаллизация металлов в ультразвуковом поле. В ряде случаев столбчатая структура не устраняется, но толщина столбчатых кристаллов уменьшается [7], а иногда при переходе через некоторые пороговые значения мощности ультразвука наблюдается укрупнение кристаллов определенной фазы [8].

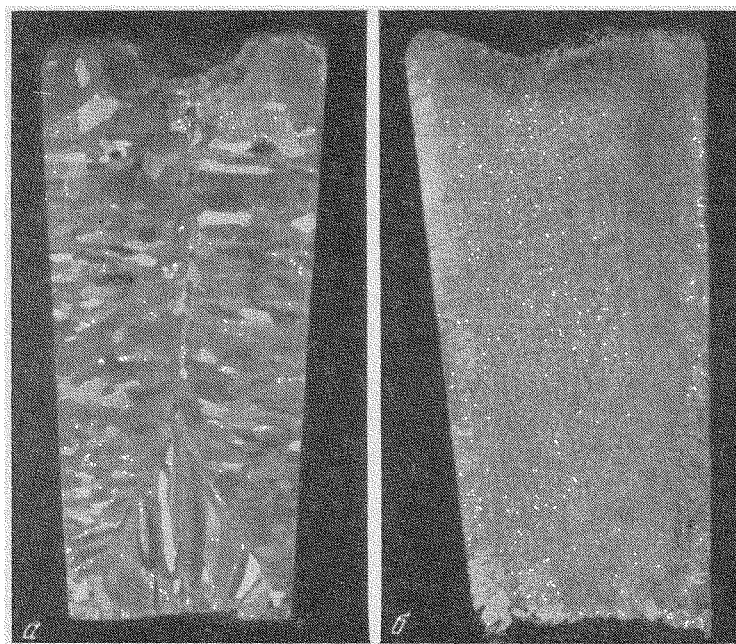


Рис. 1. Макроструктура сплава алюминия  
а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

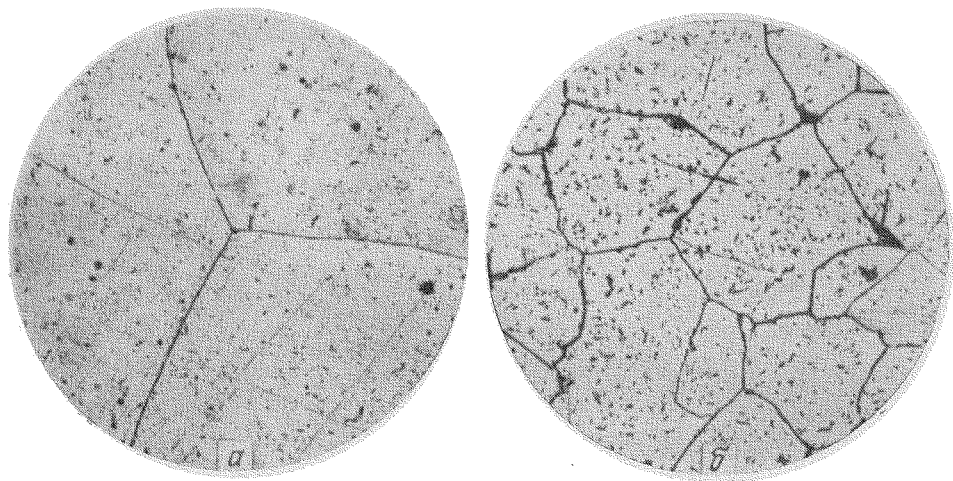


Рис. 2. Микроструктура хромистой стали X27.  $\times 100$

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

Рассмотрим несколько примеров структурных изменений, происходящих при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле.

На фотографиях, приведенных на рис. 1, представлена макроструктура слитков алюминиевого сплава. Контрольный слиток (не обработанный ультразвуком) имеет крупные столбчатые кристаллы, достигающие до самого центра слитка. На фотографии обработанного слитка видно очень мелкое равноосное зерно. Иногда в металлах наблюдаются локальные, весьма сильные измельчения зерна, которые нельзя объяснить только особенностями распределения колебательного поля в расплаве. Для ряда объектов изменение макроструктуры является более существенным, чем изменение микроструктуры.

Изменение микроструктуры под влиянием ультразвуковой обработки, представлено на рис. 2. Ультразвуковая обработка привела к измельчению зерна. Часто в результате обработки устраняется дендритный характер микроструктуры (рис. 3).

В многофазных сплавах изменяется характер распределения фаз; это не может быть следствием уменьшения величины зерна, а говорит

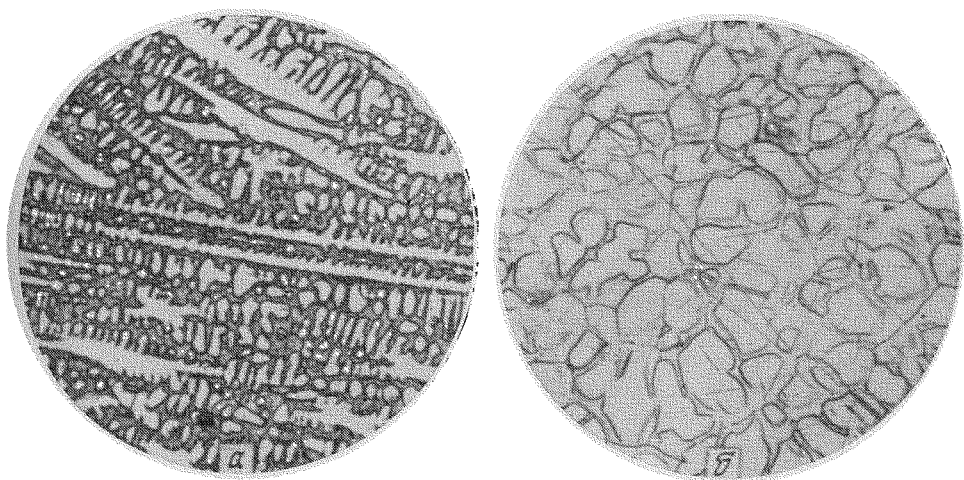


Рис. 3. Микроструктура хромоникелевой стали X25H20.  $\times 100$

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

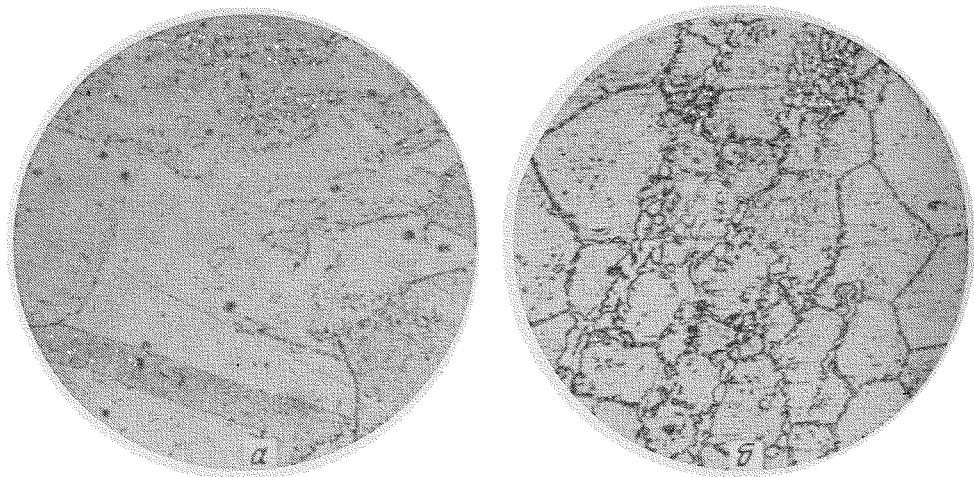


Рис. 4. Микроструктура сплава на никелевой основе ЭИ-661.  $\times 600$   
 а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

о влиянии иных факторов, связанных с особенностями кристаллизации в ультразвуковом поле. На рис. 4 приведены фотографии микрошлифов высокопрочного сплава на никелевой основе. При обработке упругими колебаниями на границах зерен выделяется хрупкая фаза. В слитках, закристаллизовавшихся без воздействия колебаний, эта фаза выделяется в значительно меньшем количестве.

Образование мелкой равноосной структуры способствует повышению однородности слитка и препятствует развитию зональной и дендритной ликвации. В качестве примера можно привести микроструктуру латуни (40% Zn). При кристаллизации контрольного слитка получены крупные мартенситные иглы на фоне основного твердого раствора. Распределение мартенситной фазы — неравномерное. Кристаллизация в ультразвуковом поле позволила получить тонкую мартенситную структуру, равномерно распределенную по всему полю (рис. 5).

В сталях ШХ-15, Х27, Х25Н20 и др. наблюдалось более равномерное распределение неметаллических включений под действием ультразвука.

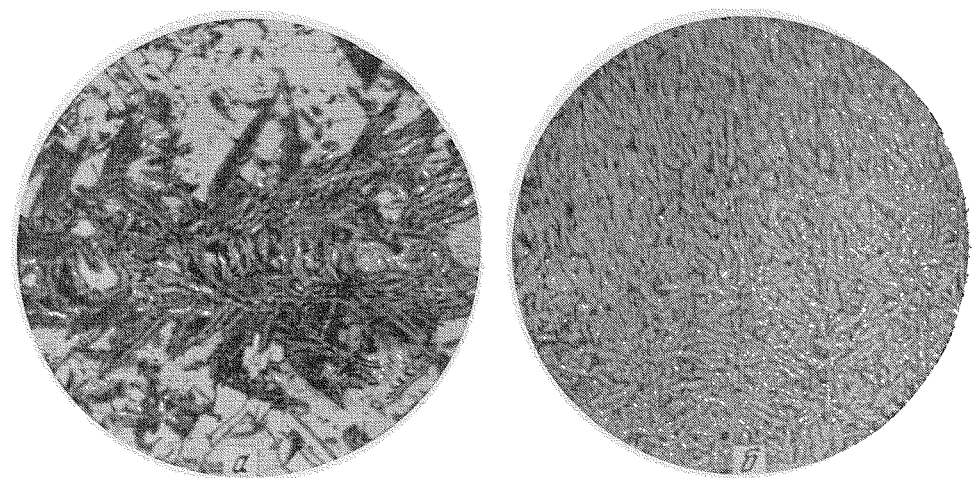


Рис. 5. Микроструктура латуни.  $\times 100$   
 а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о разнообразных и существенных изменениях в макро- и микроструктуре слитков под действием ультразвука. Совокупность всех этих структурных изменений можно определить как *ультразвуковую обрабатываемость* материала. Наиболее распространённым и общим эффектом, наблюдаемым при обработке кристаллизующегося металла ультразвуком, является измельчение макрозерна. Это изменение средней величины зерна, как и величина минимальной мощности ультразвука, приводящая к структурным изменениям в обрабатываемом материале, может считаться основными характеристиками степени ультразвуковой обрабатываемости.

## § 2. Некоторые представления о процессе кристаллизации металлов

Анализ механизма воздействия звукового поля на процесс кристаллизации — задача весьма трудная, успешное решение ее зависит, прежде всего, от полноты наших представлений о процессе кристаллизации металлов в отсутствие ультразвука. Чтобы получить некоторые представления о механизме воздействия звукового поля, можно использовать, с одной стороны, более или менее установленные положения, относящиеся к кристаллизации металлов, а, с другой, — известные явления, возникающие в ультразвуковом поле.

Процесс кристаллизации представляет собой возникновение в жидкой фазе небольших объемов твердой фазы (центров кристаллизации) и последующий их рост. Кинетику фазового превращения можно оценить двумя параметрами: числом центров кристаллизации  $n$ , возникающих в единице объема за единицу времени (скорость зарождения), и линейной скоростью роста кристаллов  $c$ . Чем больше скорость зарождения центров кристаллизации и чем меньше скорость их роста, тем более мелкими будут зерна.

Зависимость числа зерен ( $Z$ ) от величины кристаллизационных параметров выражается формулой

$$Z = a \sqrt{\frac{n^3}{c^3}}, \quad (1)$$

где  $a$  — коэффициент пропорциональности.

Центры кристаллизации могут возникать в объеме жидкой фазы (гомогенное зарождение) и на посторонних твердых частицах — нерастворимых примесях, случайно присутствующих в жидкости (гетерогенное зарождение). Число центров кристаллизации, возникающих в единицу времени в единице объема жидкости, может быть выражено следующим образом:

$$n = C e^{-\frac{\Delta\Phi_k}{kT}} e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (2)$$

здесь  $C$  — коэффициент пропорциональности, связанный с молекулярно-кинетическими особенностями процесса;  $\Delta\Phi_k$  — работа образования зародыша критического размера;  $U$  — энергия активации, необходимая для перехода атома из жидкой фазы в твердую;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура. Работу образования зародыша  $\Delta\Phi_k$  можно определить по формуле

$$\Delta\Phi_k = \frac{A\sigma^3}{\Delta T^2}, \quad (3)$$

где  $A$  — параметр, зависящий от формы образующегося зародыша и ряда термодинамических характеристик вещества (теплоты и температуры плавления, плотности и др.);  $\sigma$  — поверхностное натяжение кристалл—

жидкость;  $\Delta T = T_0 - T$  — переохлаждение расплава, при котором произошло зарождение центра кристаллизации;  $T_0$  — температура плавления;  $T$  — температура возникновения центра кристаллизации.

При возникновении центра кристаллизации на подложке (частице примеси, стенке изложницы) работа образования определяется выражением

$$\Delta\Phi'_k = \Delta\Phi_k \frac{2 - 2 \cos \theta - \sin^2 \theta \cos \theta}{4}, \quad (4)$$

где  $\theta$  — краевой угол смачивания.

При  $\theta = 0$  (полное смачивание подложки твердой фазой)  $\Delta\Phi'_k$  обращается в нуль. Величина  $\theta$  зависит от того, насколько близки между собой физическая природа, тип кристаллической структуры и межатомные расстояния в кристаллизующемся веществе и веществе подложки. Наиболее сильное каталитическое действие оказывают находящиеся в расплаве твердые частицы, удовлетворяющие принципу физического, структурного и размерного соответствия по отношению к кристаллизующемуся веществу.

Анализ формул (2)—(4) показывает, что уменьшение поверхностного натяжения кристалл—жидкость  $\sigma$ , как и уменьшение краевого угла смачивания  $\theta$ , приводит к уменьшению работы образования зародыша. Уменьшение работы образования  $\Delta\Phi_k$ , как и снижение энергии активации перехода атома из жидкой фазы в твердую  $U$  (что возможно вследствие интенсификации диффузионных процессов), должно привести к увеличению скорости зарождения центров кристаллизации  $n$  и тем самым способствовать образованию более мелкозернистой структуры.

Сразу же после заливки металла в форму вследствие большой степени переохлаждения около стенок формы возникает большое число центров кристаллизации, из которых начинают расти кристаллы. Растут кристаллы в различных направлениях до тех пор, пока своими боковыми гранями не соприкоснутся друг с другом. Тогда образуется зона мелких равноосных кристаллов, после чего некоторые кристаллы начинают расти в глубь расплава, создавая зону вытянутых, столбчатых кристаллов. Такие кристаллы развиваются наиболее быстро в направлении, противоположном теплоотводу, пока растущие от различных поверхностей охлаждения кристаллы не соприкоснутся. В результате образуется столбчатая структура слитка (см. рис. 1).

Однако часто перед фронтом кристаллизации возникают новые кристаллы, которые успевают развиться раньше, чем к этому месту приближаются столбчатые кристаллы, растущие от поверхности охлаждения. В таких случаях рост столбчатых кристаллов прекращается и они заменяются более или менее равноосными. Образование зоны равноосных кристаллов связано с возникновением перед движущимся фронтом кристаллизации области переохлажденного расплава. Переохлаждение, необходимое для зарождения [см. формулу (3)] и роста кристаллов, в этой области может носить либо термический, либо концентрационный<sup>1</sup> (в сплавах) характер.

В общем случае структура слитка состоит из наружного слоя мелких равноосных кристаллов, зоны столбчатых кристаллов и центральной зоны равноосных кристаллов.

<sup>1</sup> Возникновение концентрационного переохлаждения связано с тем, что в неравновесных условиях кристаллизации состав образующейся твердой фазы отличается от состава жидкости, из которой она образуется. Это приводит к возникновению в жидкости перед фронтом кристаллизации градиента концентрации и изменению равновесной температуры ликвидус в этом слое. Если фактическая температура расплава в этом слое ниже равновесной температуры ликвидус, то в слое наблюдается концентрационное переохлаждение.



Сплавы, затвердевающие с образованием зоны столбчатых кристаллов, редко бывают однородными, так как обычно центр слитка обогащен различными примесями. Кроме того, развитие характерных для столбчатой кристаллизации больших межкристаллических плоскостей нежелательно, ибо эти плоскости обычно представляют собой те слабые места, в которых металл в процессе технологического передела или эксплуатации разрушается. С этой точки зрения наиболее желательна равноосная структура, так как равноосные зерна имеют случайную ориентировку и примерно одинаковые размеры во всех направлениях, что способствует образованию макроскопически изотропного и относительно однородного по химическому составу материала.

Характер образующейся в слитке структуры определяется такими факторами, как интенсивность перемешивания и коэффициент диффузии примеси в расплаве, скорость кристаллизации, градиент температур и степень переохлаждения перед фронтом кристаллизации. Изменяя эти параметры (что как раз и имеет место при введении в расплав ультразвука), можно получить желаемую равноосную структуру.

Степень переохлаждения ( $\Delta T$ ) влияет не только на кинетику кристаллизации и структуру слитка, но и на форму возникающих кристаллов. При кристаллизации в условиях небольших степеней переохлаждения обычно возникают более или менее правильно ограниченные кристаллы, у которых преимущественно развиваются грани, имеющие минимальное поверхностное натяжение.

В случае больших степеней переохлаждения возникающие в чистых металлах кристаллы растут, не имея правильной кристаллографической огранки и приобретают разветвленную, дендритную форму. При кристаллизации сплавов в условиях возникновения концентрационного переохлаждения структура фронта кристаллизации может носить ячеистый или дендритный характер. При дендритном характере кристаллизации в местах стыков ветвей и соприкосновения растущих соседних дендритов, т. е. на границах образующихся зерен, как правило, скапливаются всякого рода примеси. В тех местах, где застывали последние участки жидкого металла, т. е. в междоусных пространствах и на границах соседних дендритов, обыкновенно образуются еще микроскопические усадочные раковины, или поры. Эти микроскопические поры и места скопления примеси — нежелательные последствия дендритного характера кристаллизации, так как могут привести к значительному понижению механической прочности металла. Введение ультразвука изменяет степень переохлаждения расплава и форму фронта кристаллизации, что затрудняет развитие дендритной структуры.

### **§ 3. Факторы ультразвукового поля, оказывающие влияние на процесс кристаллизации металлов и сплавов**

Ультразвуковые колебания достаточной интенсивности, введенные в затвердевающий металл, создают особые условия для протекания процесса кристаллизации. При анализе влияния различных факторов ультразвукового поля следует учитывать явления, происходящие как в жидкой фазе (расплаве), так и на границе раздела твердой и жидкой фаз (на фронте кристаллизации и в примыкающей к нему двухфазной зоне).

Первичными параметрами, характеризующими ультразвуковое поле в расплаве, являются удельная плотность энергии, активная составляющая входного сопротивления и потери в среде (рис. 6). Они определяют величины колебательного давления и скорости в расплаве.

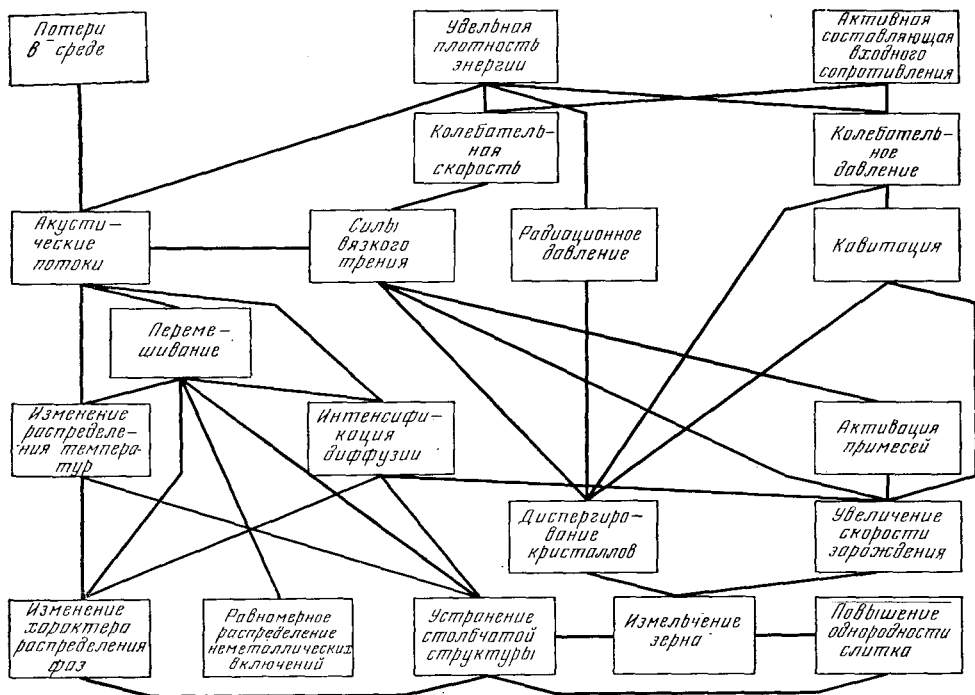


Рис. 6. Схема механизма воздействия ультразвука на процесс кристаллизации

Все эти параметры, в свою очередь, определяют возникновение в расплаве кавитации, акустических потоков, радиационного давления и сил вязкого трения<sup>1</sup>.

В расплаве, как и в других жидкостях, могут возникнуть кавитационные явления, если колебательное давление в расплаве превышает определенную, характерную для данного вещества, величину. В расплавленном металле условия для возникновения и развития кавитационных процессов, по-видимому, весьма благоприятны. Можно предположить, что одна из причин заключается в значительной насыщенности расплавов растворенными газами, способствующими образованию кавитационных пузырьков. Различная растворимость газов в твердой и жидких фазах способствует образованию некоторого избытка свободного газа, а это должно создавать дополнительный источник кавитационных зародышей в этой области и снижать порог кавитации.

Процессы кавитации, приводящие к возникновению в расплаве и вблизи фронта кристаллизации интенсивных ударных волн, следует учитывать, во-первых, как одну из причин разрушения (диспергирования) растущих кристаллов и, во-вторых, как источник локальных нарушений однородности и термодинамического равновесия в расплаве. В результате таких нарушений, по всей вероятности, должны изменяться условия перехода из жидкого в твердое состояние и параметры кристаллизации.

Колебательное давление не только способствует возникновению кавитации, оно может также непосредственно влиять на процесс кристаллизации. При интенсивности колебаний порядка  $10 \text{ вт/см}^2$  и в диапазоне частот  $10^4 - 2 \cdot 10^4 \text{ гц}$  значение градиента колебательного давления в жидком металле оказывается небольшим и влияние этого фактора на процесс кристаллизации должно быть незначительным. Однако на гра-

<sup>1</sup> См. первую книгу («Источники мощного ультразвука») настоящей монографии.

нице твердая — жидкая фаза величина градиента колебательного давления, как показывают расчеты [8], может оказаться достаточной, чтобы диспергировать кристаллы, прочность которых при температурах, близких к температуре плавления, очень мала.

Возникновение акустических потоков в расплаве связано с потерями энергии в среде. Акустические потоки вызывают перемешивание расплава, влияют на распределение температурного поля в нем и интенсифицируют процессы конвективной диффузии, вследствие чего должна изменяться кинетика кристаллизации, во многом определяемая скоростью протекания диффузионных процессов в расплаве.

Колебательная скорость и акустические потоки являются причинами возникновения в расплаве сил вязкого трения, обязанных различию в колебательных скоростях жидкой и твердой фаз.

Помимо механического воздействия на растущие кристаллы (их разрушение) силы вязкого трения могут влиять и на состояние переходного слоя между жидкой и твердой фазами. Изменение состояния этого слоя неизбежно должно привести к изменению условий зарождения и роста кристаллов.

Отмеченные факторы могут быть связаны с эффектами структурных изменений в слитках, как показано на схеме, приведенной на рис. 6. Из схемы следует, что недостаточно учитывать только один какой-либо фактор воздействия, а описанные структурные изменения, наблюдаемые при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле, показывают, что влияние упругих колебаний на кристаллизацию нельзя объяснить только одним «механическим» разрушением кристаллов.

Если уменьшение величины зерна, устранение столбчатой структуры в какой-то степени можно объяснить ультразвуковым диспергированием, то изменение характера распределения фаз и влияние на ликвационные процессы определяются уже другими факторами, такими как перемешивание и изменение градиента температур в расплаве. Таким образом, в различных областях кристаллизующегося расплава может преобладать влияние того или иного фактора. Ниже будет более подробно рассмотрена роль некоторых рассмотренных факторов в образовании указанных структурных изменений в металле, обработанном ультразвуком.

#### § 4. Роль кавитационных явлений в эффекте образования мелкозернистой структуры

Для опытной оценки роли кавитации при кристаллизации металлов была сопоставлена пороговая мощность ( $P_n$ ), необходимая для заметного измельчения структуры, и мощность, при которой в расплаве возникают кавитационные явления ( $P_k$ ). Исследовались химически чистые металлы (алюминий, висмут, кадмий, свинец, сурьма, олово и цинк). Для обнаружения кавитационных явлений в обрабатываемый ультразвуком расплав объемом  $100 \text{ см}^3$  вводился полуволновой титановый щуп, соединенный с пьезоэлектрическим датчиком. Электрические напряжения, возникающие на датчике, наблюдались на экране осциллографа. При возникновении кавитационных явлений форма колебаний искажается вследствие появления спектра кавитационного шума. Полученные данные приведены в табл. 1.

Из таблицы следует, что при возникновении в расплаве кавитации структура таких металлов, как алюминий, висмут, свинец, сурьма, олово начинает заметно измельчаться, тогда как в цинке и кадмии при вводимой мощности  $1000 \text{ вт}$  кавитационные явления не обнаруживаются, а пороговая мощность для этих металлов равна  $500$  и  $400 \text{ вт}$  соответственно. Таким образом, для измельчения структуры металла кавитация отнюдь

Т а б л и ц а 1

Соотношение между пороговой мощностью ультразвука и мощностью возникновения кавитации

Металл	Пороговая мощность $P_{п}$ , <i>вт</i>	Мощность возникновения кавитации $P_{к}$ , <i>вт</i>	Металл	Пороговая мощность $P_{п}$ , <i>вт</i>	Мощность возникновения кавитации $P_{к}$ , <i>вт</i>
Алюминий	400	400	Сурьма	300	300
Висмут	60	50	Олово	350	250
Кадмий	400	—	Цинк	500	—
Свинец	250	200			

не необходима, однако, возникая, она способствует измельчению зерна, определяя для ряда металлов величину пороговой мощности.

На аналогичные выводы наталкивает и анализ экспериментальных данных о влиянии вакуума на измельчение структуры металла при его обработке упругими колебаниями.

Известно, что кавитационная прочность жидкости при ее обезгаживании возрастает. Одним из методов обезгаживания жидкости является вакуумирование. Эффект кавитации при вакуумировании должен снижаться.

Были проведены опыты по ультразвуковой обработке висмута при его вакуумировании. Расплавленный металл выдерживался в течение 30 мин в рабочей камере, где поддерживалось заданное давление газа. Опыты проводились при давлениях 760, 100, 10,  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-5}$ ,  $10^{-1}$  мм рт. ст. Вводимая мощность ультразвука во всех опытах была постоянной и равной 600 *вт*.

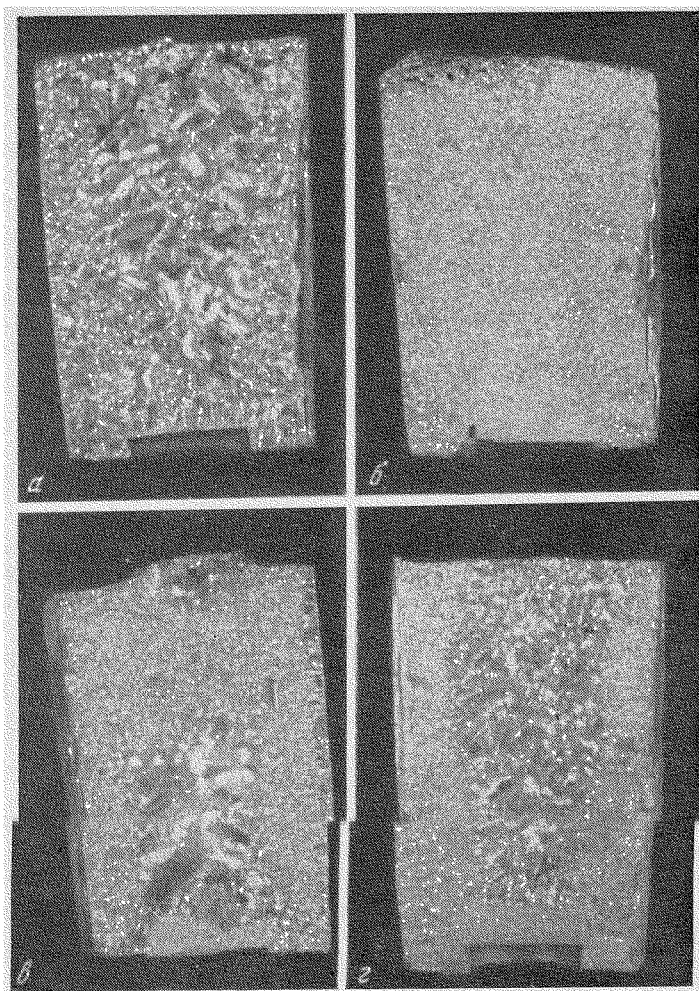
При давлениях от 760 до  $1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. в результате ультразвуковой обработки происходит значительное измельчение структуры (рис. 7). При уменьшении давления от  $10^{-3}$  до  $10^{-5}$  степень обработки также уменьшается. В центре слитка появляется область крупного зерна, которая с уменьшением давления растет. Возле стенки и возле излучателя сохраняется сильно измельченная структура.

Возникновение в расплаве пульсирующих кавитационных пузырьков может явиться причиной диспергирования кристаллов и увеличения скорости зарождения центров кристаллизации.

Расчеты [21] показали, что напряжения, возникающие в поверхностном слое металлов при захлопывании кавитационного пузырька, непосредственно примыкающего к поверхности или находящегося от него на расстоянии, не превышающем нескольких радиусов, составляют 13 000 *атм*. Такие напряжения, безусловно, должны вызывать диспергирование кристаллов на фронте кристаллизации, где их прочность невелика. Чем прочнее растущие кристаллы, тем, по-видимому, менее интенсивно будут протекать процессы диспергирования.

Анализируя возможные причины влияния кавитации на скорость зарождения центров кристаллизации, можно выдвинуть два предположения.

Первое. При кавитации в расплаве образуется пульсирующий кавитационный пузырек, объем которого во время полупериода растяжения резко увеличивается, в результате чего жидкость испаряется внутрь пузырька. Испарение и расширение вызывают понижение температуры в пузырьке, причем, если эта температура оказывается ниже равновесной, должно происходить переохлаждение расплава на поверхности пузырька, что, в свою очередь, может привести к образованию на ней зародыша. При последующем сжатии пузырька образующийся кристаллик вследствие разной скорости движения твердой и жидкой фаз должен оторваться от



**Рис. 7.** Структура излома слитков висмута, обработанных ультразвуком в вакуумной установке

*а* — контрольный слиток; *б* — слиток, обработанный ультразвуком при атмосферном давлении; *в* — слиток, обработанный ультразвуком при давлении  $10^{-3}$  мм рт. ст.; *з* — слиток, обработанный ультразвуком при давлении  $1,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

поверхности пузырька, а ударная волна, возникающая при его захлопывании, будет способствовать выносу зародившегося центра кристаллизации в объем расплава.

**В т о р о е.** Действие кавитации основано на возникновении ударной волны при захлопывании пузырька. При смыкании пузырька сконцентрировавшаяся в ничтожном объеме кинетическая энергия переходит частично в тепловую, а частично в энергию сжатия, причем распространяется сферическая ударная волна.

Давления, возникающие в ударной волне, могут способствовать сдвигу температуры плавления в сторону более высокой. Повышение давления в расплаве [13] аналогично возрастанию переохлаждения и может вызвать увеличение скорости зарождения центров кристаллизации. Таким образом, экспериментально наблюдаемое на органических веществах образование центров кристаллизации при возникновении в расплаве кавитационных явлений может быть объяснено и с этой точки зрения. Следует,

однако, отметить, что часть энергии при захлопывании кавитационных пузырьков переходит в тепловую, что способствует разогреву расплава в области, непосредственно примыкающей к сомкнувшейся полости, и препятствует зарождению центров кристаллизации.

Кавитационные явления, возникающие в расплаве, могут явиться причиной влияния нерастворимых примесей на процесс кристаллизации в ультразвуковом поле. Если кавитационная полость возникает не внутри жидкости, а в результате ее отрыва от поверхности твердого тела (в частности, от частицы примеси), то величина отрицательного давления, необходимого для образования полости, существенно изменится. При полном несмачивании прочность жидкости на отрыв от твердого тела стремится к нулю. Таким образом, введение в расплав нерастворимой примеси может значительно снизить порог кавитации.

### § 5. Влияние сил вязкого трения на скорость зарождения центров кристаллизации и диспергирование кристаллов

На скорость зарождения и процессы диспергирования оказывают влияние, по-видимому, силы вязкого трения, возникающие при введении ультразвука в кристаллизующийся расплав [14].

Появление сил вязкого трения вызывает не только «отщепление» более мелких кристалликов от основного кристалла, но и возможно изменение величины поверхностного натяжения на границе кристалл — жидкая фаза.

Рассмотрим действие сил вязкого трения в расплаве, в котором находятся взвешенные твердые частицы — кристаллики.

Благодаря вязкости расплава движение твердых частиц относительно жидкости сопровождается трением. При достаточно малых размерах частиц и не слишком больших относительных скоростях выполняется закон Стокса. Для гармонических колебаний уравнение движения кристаллика в жидкой среде под действием амплитуды  $F$  — колебательной силы может быть записано в виде

$$M \frac{d^2 \xi_t}{dt^2} + F_t + F_u - Fe^{j\omega t} = 0, \quad (5)$$

где  $M$  — масса кристаллика;  $F_t$  — сила трения, действующая на кристалл;  $F_u$  — инерционная сила, связанная с обтеканием колеблющегося кристаллика жидкостью и определяемая величиной «присоединенной» массы жидкости;  $\xi_t$  — смещение кристаллика;  $\omega$  — круговая частота колебаний.

Для кристалликов сферической формы при  $r \ll \lambda_{ж}$  ( $r$  — радиус кристалла,  $\lambda_{ж}$  — длина упругой волны в жидкости), что обычно выполняется в диапазоне частот от нескольких десятков тысяч герц и выше, можно показать, что

$$F_t = 6\pi\eta r (1 + \beta r) \Delta \dot{\xi}$$

и

$$F_u = 3\pi r^2 \sqrt{\frac{2\eta\rho_{ж}}{\omega}} \left(1 + \frac{2\beta r}{9}\right) \frac{d(\Delta \dot{\xi})}{dt}, \quad (7)$$

где

$$\left[\left(\beta = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2 \rho_{ж}}{\eta}\right)^{1/2}\right];$$

$\Delta \dot{\xi} = \dot{\xi}_t - \dot{\xi}_{ж}$ ;  $\dot{\xi}_t$  — колебательная скорость кристаллика;  $\dot{\xi}_{ж}$  — колебательная скорость в жидкой фазе;  $\rho_{ж}$  — плотность жидкой фазы;  $\eta$  — коэффициент вязкости в жидкой фазе.

Рассматривая установившийся процесс и переходя к комплексным амплитудам, после преобразования получаем

$$F_m = F_{m\tau} + F_{m\kappa} = 6\pi\eta r \left[ (1 + \beta r) - j\beta r \left( 1 + \frac{2\beta r}{9} \right) \Delta \xi_m \right]. \quad (8)$$

Проводим ряд последовательных преобразований и, учитывая

$$\xi_{m\kappa} = \frac{F}{q_\kappa \rho_\kappa v_\kappa},$$

где  $q_\kappa = \pi r^2$ , а  $v_\kappa$  — скорость распространения упругой волны в жидкости, получаем

$$\begin{aligned} F_m = \omega \xi_{m\kappa} \left\{ q_\kappa (1 + \beta r) W_\kappa - \beta r \left( 1 + \frac{2}{9} \beta r \right) \omega \rho_1 - \right. \\ \left. - j \left[ (1 + \beta r) \omega v_\tau \rho_\tau + q_\kappa \beta r \left( 1 + \frac{2}{9} \beta r \right) W_\kappa \right] \right\} \times \\ \times \left\{ (1 + \beta r) - j \left[ \beta r \left( 1 + \frac{2}{9} \beta r \right) - \frac{v_\tau \beta^2 \rho_\tau}{3\pi \rho_\kappa r} \right] \right\}^{-1}. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь  $W_\kappa = \rho_\kappa v_\kappa$  — волновое сопротивление жидкой фазы;  $v_\tau$  — объем кристаллика;  $\rho_\tau$  — плотность твердой фазы.

Вещественная часть  $F'_m$  силы вязкого трения  $F'_m$  тангенциальна по отношению к кристаллику и может изменить состояние переходного слоя и поверхностное натяжение  $\sigma$  на границе кристалл—жидкая фаза. Среднюю величину тангенциальной составляющей  $\sigma'$  можно найти из соотношения

$$\sigma' = \theta \frac{F'_m}{P_{cp}}, \quad (10)$$

где  $P_{cp}$  — усредненный периметр сечения кристаллика, к которому приложены силы вязкого трения;  $\theta$  — усредняющий множитель, учитывающий изменение силы трения на поверхности сферы.

Для оценки величины  $\sigma'$  для стали был проведен расчет при интенсивности упругих колебаний  $1,0 \text{ вт/см}^2$  и частоте  $2 \cdot 10^4 \text{ гц}$  [14]. Коэффициент вязкости  $\eta$  был принят равным  $0,025 \text{ г/см}$ . Для кристаллика радиусом  $0,1 \text{ см}$   $\sigma'$  составляет  $80 \text{ дин/см}$ . Эта величина соизмерима с поверхностным натяжением. В связи с этим можно полагать, что при введении в кристаллизующийся металл ультразвука физические свойства переходного слоя зародыш—расплав могут заметно изменяться, изменив соответственно и работу образования зародыша. Поверхностное натяжение в этом случае может быть записано в виде

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma', \quad (11)$$

где  $\sigma_0$  — поверхностное натяжение кристалл—расплав в невозмущенной среде.

Как показали расчеты,  $\sigma'$  мало зависит от природы металла, но может быть достаточно велика при значительной мощности ультразвука. Анализ приведенного выражения показывает, что металлы с меньшим поверхностным натяжением  $\sigma_0$  должны лучше обрабатываться ультразвуком при той же величине вводимой мощности.

Мы провели исследование влияния растворимых примесей, изменяющих поверхностное натяжение кристалл—жидкость на обрабатываемость металлов в ультразвуковом поле [15]. Известно, что при введении в металл примесей, влияющих на величину поверхностного натяжения, переохлаждение металла изменяется. Так, примесь, снижающая поверхностное натяжение, уменьшает величину переохлаждения металла. Исследование проводилось на висмуте и сурьме. В качестве примесей

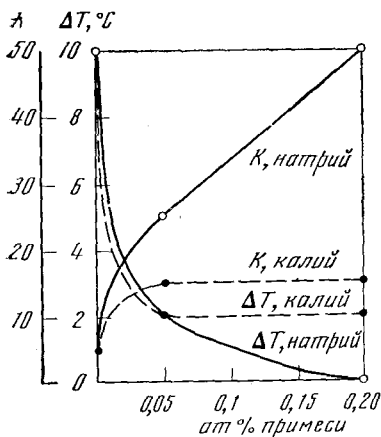


Рис. 8. Влияние поверхностного натяжения кристалл—жидкость на коэффициент измельчения висмута с добавкой растворимых примесей

В соответствии с этим изменялся коэффициент измельчения.

Силы вязкого трения могут также вызывать диспергирование растущих кристаллов, которое должно быть наиболее существенно в сплавах, образующих при затвердевании двухфазную зону.

Рассматривая выступающий на фронте кристаллизации кристаллик длиной  $l$  и радиусом  $r$ , можно показать, что необходимое для его разрушения давление  $P$  определяется из выражения

$$P = \frac{1}{4} \sigma_{пл} \frac{r^2}{l^2}, \quad (12)$$

где  $\sigma_{пл}$  — предел прочности материала при температуре, близкой к плавлению.

На выступающий кристаллик будет действовать сила  $F_{тн} = F_t + F_n$  ( $F_t$  — сила трения, действующая на кристалл,  $F_n$  — инерционная сила, определяемая величиной присоединенной массы жидкости). Когда кристалл «закреплен» на фронте кристаллизации и его можно рассматривать как неподвижный, сила, стремящаяся сломать кристалл в установившемся режиме гармонических колебаний, может быть выражена следующим образом:

$$F_{тн} = 6\pi\eta R(1 + \beta R)\dot{\xi}_ж + j3\pi R^2 \sqrt{\frac{2\eta\rho_ж}{w}} \left(1 + \frac{2\beta R}{9}\right) w\dot{\xi}_ж; \quad (13)$$

здесь

$$R = \sqrt[3]{\frac{3}{4} r^2 l}.$$

Для двухфазной зоны  $\beta R \gg 1$  и выражение (13) может быть упрощено. После соответствующих преобразований получаем модуль колебательного давления, обусловленного силами вязкого трения

$$|P_{тн}| = \omega\rho_ж \dot{\xi} \frac{r}{4}. \quad (14)$$

Используя выражение (12) и (14), можно получить

$$\dot{\xi}_ж = \frac{\sigma_{пл} r}{l_2 \omega \rho_ж}. \quad (15)$$

для висмута были выбраны натрий и калий, значительно снижающие поверхностное натяжение [16]. Введение этих примесей в расплав технического висмута изменяло величину наблюдаемого переохлаждения (рис. 8). Были проведены опыты по определению коэффициентов измельчения структуры металлов с введенной растворимой примесью под действием ультразвука. Мощность колебаний вводимых в расплав объемом  $100 \text{ см}^3$  составляла  $60 \text{ вт}$ . Как следует из приведенных на рис. 8 данных, больший коэффициент измельчения  $K$  соответствует меньшей величине переохлаждения металла и, следовательно, соответствует меньшему значению поверхностного натяжения кристалл—жидкость.

Полученные данные были подтверждены аналогичными опытами с сурьмой. В качестве растворимой примеси применялся висмут, концентрации которого увеличивают переохлаждение сурьмы, а большие — снижают его.



Таким образом, интенсивность ультразвука, необходимая для диспергирования растущих кристаллов, равна

$$I_{\text{н}} = \frac{W_{\text{ж}}}{2} \left( \frac{\sigma_{\text{пл}} r}{l^2 \omega \rho_{\text{ж}}} \right)^2. \quad (16)$$

В полученное выражение входят обычно неизвестные три параметра: предел прочности материала при температуре, близкой к плавлению, длина выступающей части кристалла и его радиус. Последние два параметра приблизительно могут быть оценены из работ [19, 20]. В частности, на основании данных работы [19] можно определить зависимость ширины двухфазной зоны  $l'$  частичного затвердевания от типа диаграммы состояния (от температурного интервала кристаллизации  $T_L - T_S$  и коэффициента распределения примеси  $k_0$ ) и условий кристаллизации (скорости продвижения фронта  $V$  и градиента температур вблизи него  $G$ ):

$$l' = \frac{\left( T_L - T_S - \frac{DG}{V} \right) (1 - S^{k_0-1}) k_0}{(1 - k_0) G}; \quad (17)$$

здесь  $T_L$  — температура ликвидус сплава;  $T_S$  — температура солидус сплава;  $D$  — коэффициент диффузии;  $S$  — площадь поперечного сечения жидкой фазы в двухфазной зоне.

Длина выступающих кристаллов  $l$  связана с шириной двухфазной зоны линейной зависимостью.

Другим неизвестным параметром, входящим в выражение (16), является радиус растущих кристаллов. Однако наблюдения показали, что чем больше выступают кристаллы в расплав, тем больше их радиус. Указанная связь радиуса кристалла и длины его выступающей части обусловлена кристаллографическими и кинетическими особенностями роста и рассмотрена в работе [20]. В общем виде можно записать

$$r = \delta l; \quad (18)$$

$\delta$  зависит от коэффициентов диффузии в твердой и жидкой фазах, скорости роста, градиента температур и коэффициента распределения примеси. Для определенного материала и условий кристаллизации можно считать значение  $\delta$  постоянным.

Отсутствие экспериментальных данных о прочности вблизи температуры плавления и ширине двухфазной зоны затрудняют непосредственную проверку на металлических сплавах высказанных предположений. Ряд экспериментов был проведен с прозрачными органическими веществами, причем измерялся радиус и длина кристаллов на фронте кристаллизации и эти данные сопоставлялись с величиной мощности ультразвука, необходимой для их диспергирования.

Опыты проводились на сплаве нафталина с 10% азобензола. Схема установки приведена на рис. 9. Пробирка с исследуемым органическим веществом укреплялась в медном массивном стержне, помещенном в дюар. Для создания различных градиентов температуры в твердой и жидкой фазах дюар заполнялся различными охлаждающими веществами (лед, сухой лед, жидкий азот); исследуемое вещество расплавлялось нагревателем, скорость движения которого могла плавно регулироваться в достаточно широких пределах. Упругие колебания вводились в расплав через торец волновода, связанного с магнитострикционным преобразователем. Частота колебаний поддерживалась постоянной. Наблюдение за фронтом кристаллизации производилось в поляризованном свете с помощью микроскопа МБС-2 при увеличении примерно в 40 раз. Изменение характера фронта кристаллизации фотографировалось. Температура замерялась хромель-копелевой термопарой и регистрировалась на приборе

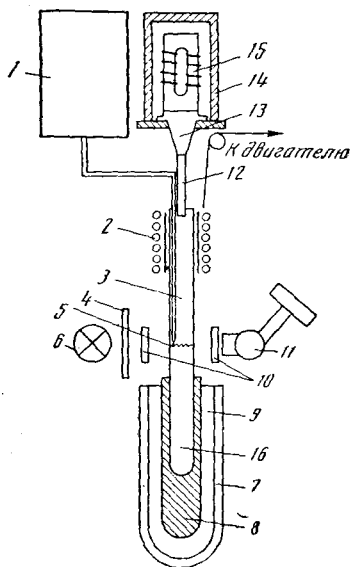


Рис. 9. Установка для наблюдения за формой фронта при направленной кристаллизации органических веществ

1 — потенциометр ЭПП-09; 2 — нагреватель; 3 — зона расплавленного вещества; 4 — матовое стекло; 5 — фронт кристаллизации; 6 — осветитель; 7 — дюар; 8 — медный стержень; 9 — охлаждающая среда; 10 — поляриды; 11 — микроскоп с фотонасадкой; 12 — волновод; 13 — концентратор; 14 — бачок охлаждения преобразователя; 15 — магнитострикционный преобразователь; 16 — пробирка с исследуемым веществом

ЭПП-09 со шкалой 2 мв. В отсутствие ультразвука измерялась длина и радиус кристаллов, а при введении колебаний фиксировалась мощность, вызывающая их разрушение.

Для сравнения экспериментов с расчетными данными ширина двухфазной зоны для данного сплава оценивалась по формуле (17). Величина мощности, необходимой для разрушения, сопоставлялась с экспериментальными значениями параметра  $\gamma = (r/l^2)^2$ . Полученные данные приведены в табл. 2. Для расчета были выбраны исходные данные [23]:  $T_L = 73^\circ \text{C}$ ,  $T_S = 41^\circ \text{C}$ ,  $D = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $K_0 = 0,01$ .

Таблица 2

Связь между параметрами двухфазной зоны и интенсивностью ультразвука, необходимой для диспергирования кристаллов

Скорость перемещения фронта $V \cdot 10^{+3}$ , см/сек	Градиент температур $G$ , град/см	Ширина двухфазной зоны $l' \cdot 10^3$ , см		Радиус кристаллов $r \cdot 10^2$ , см	$\gamma = \left(\frac{r}{l^2}\right)^2$	Интенсивность ультразвука, $\text{вт/см}^2$
		Эксперимент	Расчет			
2,5	20	6	14,0	0,80	5	46
2,5	40	2	7,0	0,05	1,6	15
5,0	20	10	14,3	1,20	1,4	15
5,0	40	6	7,1	0,50	1,9	21
10,0	20	16	14,4	2,0	0,6	4
10,0	40	9	7,2	0,80	1	8

Анализ показывает близкое совпадение экспериментальных и расчетных данных по ширине двухфазной зоны для скоростей  $5 \cdot 10^{-3}$  и  $10 \cdot 10^{-3}$  см/сек и наличие линейной связи между параметром  $\gamma = (r/l^2)^2$  и интенсивностью ультразвука, необходимой для разрушения кристаллов; это подтверждает справедливость высказанных предположений о роли сил вязкого трения в диспергировании кристаллов.

## § 6. Зарождение центров кристаллизации при наличии ультразвукового поля

Измельчение структуры, происходящее в ультразвуковом поле, может быть связано также с увеличением скорости зарождения центров кристаллизации и диспергированием растущих кристаллов.

В связи с этим целесообразно остановиться на влиянии ультразвука на скорость зарождения и на процессах диспергирования, а также рассмотреть вклад этих процессов в образование мелкозернистой структуры слитка.

В. И. Данилов [4, 5, 7] и А. П. Капустин [6] проводили эксперименты с прозрачными органическими веществами и отмечали, что обработка переохлажденного расплава ультразвуком вызывает увеличение скорости образования центров кристаллизации. Влияние ультразвука на скорость зарождения центров кристаллизации оценивалось [9, 24] по изменению величины переохлаждения (порога метастабильности), необходимого для возникновения центров кристаллизации в прозрачных органических веществах.

В качестве объектов исследования были выбраны бетол, нафталин, азобензол, салол и тимол. Ампула с расплавленным веществом помещалась в кристаллизатор (рис. 10). Из термостата в кристаллизатор подавалась вода определенной (контролируемой с точностью до  $0,1^\circ\text{C}$ ) температуры, т. е. задавалась выбранная величина переохлаждения вещества. Ультразвуковые колебания вводились в кристаллизатор через волновод, соединенный с магнестрикционным преобразователем. Преобразователь питался от ультразвукового генератора мощностью 10 *квт*.

Такая схема передачи ультразвука в обрабатываемое вещество через водяную прослойку и стекло ампулы была принята, чтобы исключить зарождение центров кристаллизации на излучающем торце волновода и свести к минимуму ультразвуковой разогрев исследуемого вещества.

Сначала, не применяя ультразвук, определялось время ожидания появления первого центра кристаллизации. В опытах, где предусматривалась обработка упругими колебаниями, их вводили после 0,5—1,5-минутной выдержки ампулы при заданной величине переохлаждения, после чего фиксировалось время ожидания появления первого центра кристаллизации.

Все выбранные вещества обладали резко выраженным порогом метастабильности. Уменьшение величины переохлаждения на  $1\text{--}2^\circ\text{C}$  существенно увеличивало время ожидания появления первого центра кристаллизации. Так, в бетоле при переохлаждении  $\Delta T_{\text{к}}$  в  $42,5^\circ\text{C}$  наименьшее зафиксированное время ожидания появления первого центра составляло 40 *мин*, а при переохлаждении в  $41,5^\circ\text{C}$  — 5-часовая выдержка не привела к появлению центров кристаллизации (рис. 11). Аналогичная зависимость времени ожидания от величины переохлаждения наблюдалась и в остальных веществах.

Введение ультразвука интенсивности 160 *вт/см<sup>2</sup>* во всех случаях вызвало зарождение центров кристаллизации при меньшей величине переохлаждения  $\Delta T_{\text{з}}$ . Повышение порога метастабильности для различных веществ было неодинаковым (табл. 3). Время ожидания появления центров кристаллизации существенно уменьшалось (см. рис. 11). При введении ультразвука образовывались пульсирующие кавитационные пузырьки, однако возникновение кавитационных явлений еще не являлось достаточным условием для образования центров кристаллизации. Повышение порога метастабильности и уменьшение времени ожидания появления центров кристаллизации под действием ультразвука свидетельствует об увеличении скорости зарождения центров кристаллизации.

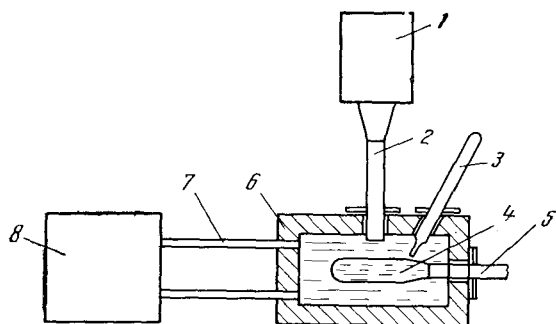


Рис. 10. Схема установки для изучения влияния ультразвука на скорость зарождения центров кристаллизации

1 — магнестрикционный преобразователь; 2 — волновод с излучателем; 3 — термометр; 4 — ампула с исследуемым веществом; 5 — держатель ампулы; 6 — кристаллизатор; 7 — резиновые шланги; 8 — термостат

Опыты по изучению влияния чистоты исследуемого вещества на изменение порога метастабильности под действием ультразвука проводились на тимоле. Помимо химически чистого был использован тимол, подвергнутый специальной очистке, а также тимол со специально введенными в него нерастворимыми примесями (порошками кварца, графита, карбида бора). Влияние ультразвука на порог метастабильности очищенного тимола оказалось незначительным. Введение в качестве нерастворимых примесей порошка кварца и графита вызвало значительное снижение величины переохлаждения. Карбид бора на изменение порога метастабильности тимола влиял несущественно (табл. 3).

Таблица 3

Влияние ультразвука на величину порога метастабильности

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$		$\Delta T_{\text{к}}, ^\circ\text{C}$	$\Delta T_{\text{уз}}, ^\circ\text{C}$	$\Delta T_{\text{к}} - \Delta T_{\text{уз}}, ^\circ\text{C}$
	перегрева	плавления			
Бетол	100	92,5	42,6	22,6	20,0
Нафталин	90	80,0	8,0	2,0	6,0
Азобензол	75	68,0	16,0	5,0	11,0
Салол	55	44,0	12,0	10,0	2,0
	65	44,0	21,0	10,0	11,0
	75	44,0	38,0	30,0	8,0
	85	44,0	49,0	46,0	3,0
Тимол					
	очищенный	55	49,9	49,9	48,0
загрязненный	55	48,6	30,0	20,0	10,0
Тимол + кварц	55	49,9	38,9	14,4	24,5
Тимол + графит	55	49,9	39,1	13,8	26,3
Тимол + карбид бора	55	49,9	40,0	34,0	6,0

Влияние перегрева расплава на изменение порога метастабильности под действием ультразвука изучалось в опытах с салолом. С повышением температуры перегрева степень дезактивации нерастворимых примесей увеличивается; это является своеобразной очисткой вещества и способствует понижению порога метастабильности. С увеличением степени чистоты салола влияние ультразвука на изменение температуры порога метастабильности уменьшается.

Оценка влияния величины мощности ультразвука на скорость зарождения центров кристаллизации проводилась нами [9] в условиях непосредственного введения ультразвукового излучателя в расплав тимола (рис. 12). Навеска тимола помещалась в пробирку с двойными стенками. Через рубашку пробирки пропусклась вода из термостатов. Наличие двух термостатов, системы кранов и двух зон в рубашке пробирки обеспе-

чивало возможность создания различных режимов нагрева и охлаждения расплава. Температура контролировалась с точностью до  $0,2^\circ \text{C}$ . Сверху в пробирку вводился волновод, который подогревался специальным нагревателем с терморегулятором до температуры расплава во избежание кристаллизации на холодном торце волновода. Вводимая в расплав мощность измерялась методом, описанным в работе [17]. Наблюдения проводились при помощи биокулярного микроскопа МБС-1 с увеличением от 4 до 84 раз.

Предварительные опыты помогли установить, что температура плавления тимола  $48,6^\circ \text{C}$ ; это указывает на некоторую загрязненность его примесями, однако специальной очистки не производилось.

При охлаждении расплава без заправки и ультразвука кристаллизация тимола начиналась при температуре  $30\text{—}32^\circ \text{C}$ . При этой температуре на границе расплав—стенка пробирки—воздух образовывались кристаллы и кристаллизация всего объема заканчивалась за  $20\text{—}25$  мин. Выдержка расплава при переохлаждении в  $15^\circ \text{C}$  в течение нескольких часов не приводила к появлению в расплаве центров кристаллизации. Ультразвук интенсивностью  $1 \text{ вт/см}^2$  на скорость зарождения центров кристаллизации не влиял, а ультразвук интенсивностью от 2 до  $160 \text{ вт/см}^2$  вызывал возникновение в расплаве около излучателя облака мелких кристалликов, которые в доли секунды разносились по всему объему пробирки. Введение ультразвука интенсивностью  $25 \text{ вт/см}^2$  и выше вызывало возникновение в расплаве кавитационных пузырьков, вокруг которых образовывались и разносились по объему расплава кристаллики. При выключении ультразвука образовавшиеся кристаллики быстро росли. Процесс кристаллизации в этом случае заканчивался за  $3\text{—}5$  мин. Продолжительная обработка расплава вызывала его разогрев выше температуры кристаллизации, и кристаллики плавилась.

Таким образом, проведенные на ряде органических веществ опыты показали, что ультразвук ускоряет зарождение центров кристаллизации в переохлажденных расплавах, причем его влияние особенно существенно, когда в исследуемом веществе имеются нерастворимые примеси.

Так как визуально наблюдать за процессами зарождения в металлах невозможно, то было исследовано влияние ультразвука на снятие переохлаждения в расплавах висмута и сурьмы [11] — металлах, которые могут быть сравнительно легко переохлаждены.

Тигель с расплавом нагревался в печи сопротивления. Ультразвук вводился в расплав сверху, через волновод. В предварительных опытах были подобраны такие материалы волновода и тигля, которые не оказывали влияния на величину переохлаждения. Во избежание снятия переохлаждения холодным торцом волновода последний подогревался нагревателем до температуры кристаллизации исследуемых металлов.

Для получения воспроизводимого переохлаждения висмут предварительно перегревался выше температуры кристаллизации. После перегрева

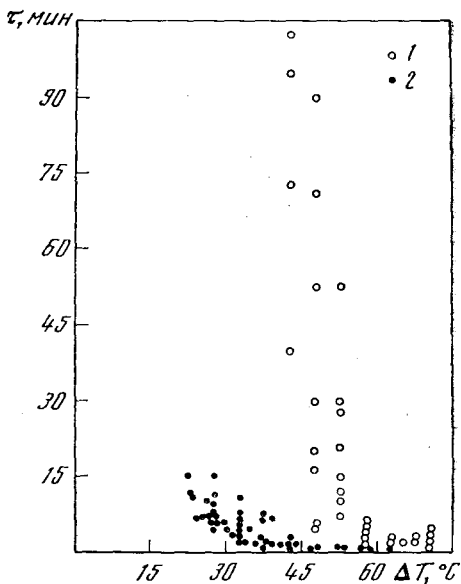


Рис. 11. Влияние ультразвука на порог метастабильности бестола

$\tau$  — время ожидания появления первого центра кристаллизации;  $\Delta T$  — переохлаждение. 1 — контрольные опыты; 2 — обработка ультразвуком

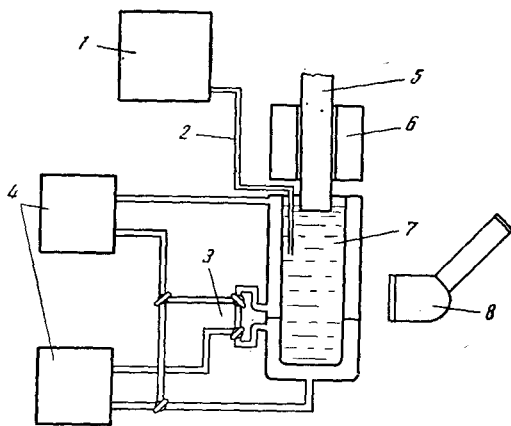


Рис. 12. Схема установки для изучения кристаллизации тимола

- 1 — электронный потенциометр;  
 2 — термопара; 3 — система кранов;  
 4 — термостаты; 5 — волновод;  
 6 — печь с терморегулятором;  
 7 — пробирка с двойными стенками;  
 8 — микроскоп

на  $130^{\circ}\text{C}$  выше температуры кристаллизации ( $271^{\circ}\text{C}$ ) навеска висмута в  $240\text{ г}$  переохлаждалась на  $12\text{--}32^{\circ}\text{C}$ . Время ожидания появления центров кристаллизации при переохлаждении висмута в  $10^{\circ}\text{C}$  составляло  $10\text{--}15\text{ сек}$ . Воздействие упругими колебаниями мощностью порядка  $30\text{ вт}$  производилось при температуре расплава  $266$  и  $261^{\circ}\text{C}$ . Через  $1\text{--}2\text{ сек}$  после введения колебаний в переохлажденный расплав, независимо от величины, переохлаждение снималось. Если при температуре кристаллизации висмута вводился ультразвук, при последующем охлаждении без ультразвука переохлаждения не наблюдалось.

В опытах с сурьмой навеска металла в  $400\text{ г}$  перегревалась до  $700^{\circ}\text{C}$  и охлаждалась вместе с печью. При этом наблюдалось переохлаждение  $25\text{--}40^{\circ}\text{C}$ . Следует отметить, что при переохлаждении в  $15^{\circ}\text{C}$  сурьма в объеме  $50\text{ см}^3$  могла находиться в переохлажденном состоянии в течение  $20\text{ мин}$ . Обычные сотрясения (перемешивание фарфоровой палочкой) не снимали переохлаждения сурьмы. Колебания вводились в расплав при температурах  $625, 620, 615^{\circ}\text{C}$ . Время выдержки расплава в переохлажденном состоянии до момента подачи ультразвука изменялось от  $0$  до  $15\text{ мин}$ ; мощность вводимых колебаний составляла  $40\text{ вт}$ . Во всех случаях через  $1\text{--}2\text{ сек}$  после включения ультразвука переохлаждение снималось.

Таким образом, время ожидания появления первого центра кристаллизации была на три порядка меньше при введении ультразвука в расплав сурьмы и на порядок меньше для висмута.

Проведенные эксперименты показывают, что при затвердевании чистого металла ультразвуковые колебания, как и в органических веществах, могут увеличивать скорость зарождения центров кристаллизации в переохлажденных расплавах.

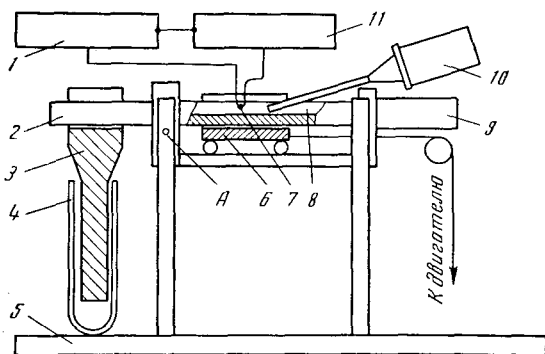
## § 7. Диспергирование кристаллов в ультразвуковом поле

Ультразвук не только влияет на скорость зарождения центров кристаллизации, но и вызывает диспергирование растущих кристаллов, изменяя при этом форму фронта кристаллизации.

А. П. Капустин [6] исследовал значительное количество разных органических веществ (бензофенол, салол, пиперонал, ортохлорнитробензол и др.) и показал, что под влиянием ультразвука от границы раздела фаз отщепляется большое количество новых кристаллов, причем образующиеся обломки кристаллов служат новыми центрами кристаллизации.

Рис. 13. Установка для выявления структуры фронта при направленной кристаллизации металлов

1 — потенциометр ЭПШ-09; 2 — графитовая лодочка; 3 — медный стержень; 4 — дюар; 5 — штатив; 6 — нагреватель; 7 — термопара; 8 — металл; 9 — дополнительный нагреватель; 10 — блок магнито-стрикционного преобразователя; 11 — блок компенсации э. д. с. термопары



Мы проводили экспериментальное исследование процессов диспергирования кристаллов органических веществ и металлов при их росте в перегретый расплав в условиях направленной кристаллизации. Такой способ исключал возможность образования центров кристаллизации в расплаве перед фронтом кристаллизации. Опыты проводились с чистыми органическими веществами и металлами (тимол, нафталин, олово, висмут, свинец), а также со сплавами (нафталин—азобензол, олово—цинк и олово—висмут).

Схема установки для опытов с органическими веществами была показана на рис. 9, а на рис. 13 изображена схема установки, на которой проводились опыты с легкоплавкими металлами и их сплавами.

Графитовая лодочка с металлом укреплялась на штативе, который мог поворачиваться вокруг оси А. Поворот предусматривался для слива расплава и деконтации фронта кристаллизации. Для создания регулируемого градиента температур один конец лодочки приводился в соприкосновение с медным стержнем, который был погружен в дюар, заполняемый охлаждающими веществами. Расплавление металла производилось в печи сопротивления, перемещающейся на тележке по рельсам для осуществления направленной кристаллизации металлов. Скорость перемещения печи и интенсивность нагрева варьировались в зависимости от условий опыта. Температура измерялась хромель-алюмелевой термопарой и записывалась на электронном потенциометре. Ультразвуковые колебания вводились через титановый волновод в расплав. Для поддержания области введения колебаний в жидком состоянии устанавливался дополнительный нагреватель, позволяющий также регулировать температурный градиент в жидкости.

При кристаллизации тимола во всем исследовавшемся диапазоне скоростей 0,3—1 мм/мин перемещения нагревателя фронт кристаллизации оставался гладким. Введение ультразвука интенсивностью 1—20 вт/см<sup>2</sup> (докавитационный режим) не влияло на форму фронта кристаллизации, но несколько меняло распределение температур в расплаве, увеличивая температурный градиент у фронта кристаллизации. При увеличении интенсивности колебаний до 25 вт/см в расплаве возникали кавитационные пузырьки, которые образовывали углубления на фронте кристаллизации, — он становился шероховатым; наблюдалось отщепление и вынос кристалликов в объем расплава (рис. 14). С уменьшением скорости кристаллизации и градиента температур в жидкости протяженность зоны отщепленных кристаллов увеличивалась, распределение температур в расплаве изменялось, а структура закристаллизовавшегося тимола становилась более дисперсной.

Дальнейшее усиление мощности ультразвука влекло за собой увеличение количества кавитационных пузырьков и отщепленных от фронта кристалликов и зона диспергирования росла; увеличение мощности



Рис. 14. Форма фронта кристаллизации тимола при скорости роста кристаллов 1 мм/мин

*a* — в отсутствие ультразвука; *b* — при введении колебаний интенсивностью 25  $вт/см^2$ ; *c* — диспергирование кристаллов тимола в ультразвуковом поле. Интервал между кадрами 0,5 сек

приводило к дальнейшему измельчению структуры. Следует отметить, что величина мощности колебаний, необходимая для возникновения в расплаве кавитационных явлений, не изменялась в зависимости от скорости роста кристаллов и градиента температуры в жидкости.

Качественно аналогичные результаты были получены и при исследовании нафталина. Некоторые данные о результатах этих экспериментов приведены в табл. 4. Такие же эксперименты были проведены с легкоплавкими металлами. При подобранных скоростях кристаллизации и различных градиентах температуры в жидкости форма фронта у олова, свинца и висмута была гладкой, без заметных шероховатостей на поверхности.

При введении ультразвука малой мощности (приблизительно одна треть от мощности, при которой в расплаве образуются кавитационные явления) структура фронта практически не изменялась, а градиент температур в жидкости несколько увеличивался. Повышение вводимой мощности в расплавах вызывало возникновение кавитационных явлений.

Кавитационные пузырьки в расплавах появлялись возле излучателя и вблизи фронта кристаллизации. Величина пороговой мощности кавитации у всех материалов была различной. Как результат кавитационных явлений на фронте возникали шероховатости и углубления (воронки), по-видимому, вследствие захлопывания кавитационных пузырьков и диспергирования кристаллов. Распределение температур в расплаве несколько изменялось.

Для сопоставления изменений на фронте кристаллизации со структурными изменениями в образце изготовлялись микрошлифы и определялся размер зерна. Коэффициент измельчения определялся как отношение площади зерна в контрольном образце к площади в обработанном.



Во всех рассмотренных случаях изменение формы фронта сопровождалось измельчением зерна, причем степень измельчения разных металлов была различной. Повышение вводимой мощности влекло за собой более существенные искажения на фронте кристаллизации и более значительное измельчение зерна, а увеличение скорости и градиента температур при постоянной мощности колебаний снижало коэффициент измельчения зерна. В расплаве кавитационные явления возникали независимо от скорости и градиента температур (табл. 4).

Таблица 4

Влияние ультразвука на форму фронта кристаллизации и коэффициент измельчения органических веществ и металлов

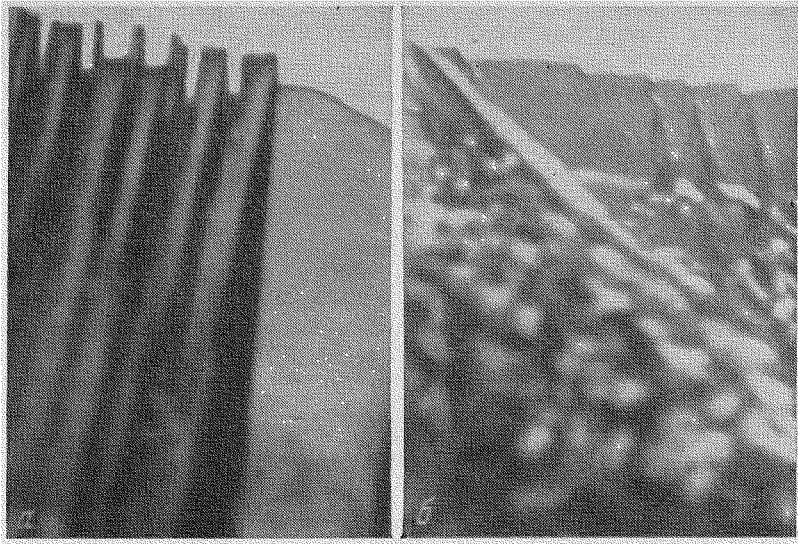
Вещество	Скорость роста кристаллов $V$ , см/мин	Градиент температур у фронта $G$ , град/см	Интенсивность колебаний $P$ , $вт/см^2$	Наличие кавитации	Форма фронта кристаллизации	Размер зерна, $м\mu^2$	Коэффициент измельчения
Тимол	0,3	60	—	Нет	Гладкий	—	—
	0,3	71	10	»	»	—	—
	0,3	55	25	У фронта	Шероховатый	—	—
Нафталин	1,0	41	—	Нет	Гладкий	—	—
	1,0	42	25	»	»	—	—
	1,0	47	35	У фронта	Шероховатый	—	—
	1,0	42	50	То же	Изрезанный	—	—
Олово	1,5	1,1	—	Нет	Гладкий	0,125	—
	1,5	1,8	20	»	»	0,138	0,91
	1,5	1,6	70	Фронт	Шероховатый	0,015	8,5
	1,5	1,3	140	Фронт, излучатель	Изрезанный	0,006	21,0
Висмут	1,5	18	0	Нет	Гладкий	0,250	—
	1,5	73	10	»	»	0,250	1
	1,5	21	30	Фронт	Шероховатый	0,007	36
	1,5	21	60	»	Изрезанный	0,004	62
Свинец	1,5	5,3	0	Нет	Гладкий	0,130	—
	1,5	6,3	30	»	»	0,145	0,93
	1,5	5,8	90	Фронт	Шероховатый	0,032	4,0
	1,5	5,5	180	Фронт, излучатель	Изрезанный	0,018	7,3

Исследование влияния ультразвука на процессы диспергирования и форму фронта кристаллизации в сплавах проводилось на нафталине с добавкой 0,2% вес. азобензола.

При скорости перемещения нагревателя до 1 мм/мин и отсутствии ультразвука — фронт кристаллизации гладкий; увеличение скорости свыше 1 мм/мин вызывало появление изрезанного фронта. По мере увеличения скорости изрезанность возрастает.

Введение в расплав ультразвука интенсивностью до 20  $вт/см^2$  сглаживает фронт кристаллизации, причем при скоростях перемещения печи до 2 мм/мин фронт кристаллизации становился гладким через 2—3 сек после включения ультразвука (рис. 15). При скорости перемещения нагревателя более 2 мм/мин вершины выступающих кристаллов становились менее острыми.

Влияние ультразвука при интенсивности 20  $вт/см^2$  проявляется не в механическом разрушении кристаллов, а в изменении условий их роста. Так, при скорости перемещения печи 1 мм/мин градиент температуры в непосредственной близости от фронта (до расстояния 0,8 мм) возрастает

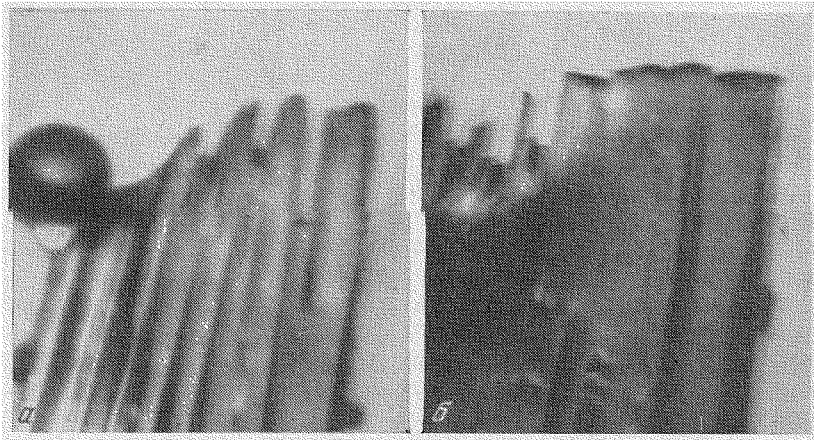


**Рис. 15.** Форма фронта кристаллизации сплава нафталина с азобензолом при скорости перемещения нагревателя  $1,2 \text{ мм/мин}$

*a* — в отсутствие ультразвука; *б* — через 4 сек после включения ультразвука интенсивностью  $20 \text{ вт/см}^2$

с  $43 \text{ град/см}$  в отсутствие ультразвука до  $56 \text{ град/см}$  при воздействии ультразвуком.

Повышение вводимой интенсивности до  $35 \text{ вт/см}^2$  вызывало появление в расплаве кавитационных пузырьков. Пульсирующие кавитационные пузырьки образовывали углубления на поверхности фронта кристаллизации; при захлопывании пузырьков из углублений на фронте кристаллизации начинался интенсивный рост иглообразных кристаллов (рис. 16). Фронт кристаллизации становился изрезанным при любых применявшихся скоростях перемещения печи.



**Рис. 16.** Форма фронта кристаллизации сплава нафталина с азобензолом при введении в расплав ультразвука интенсивностью  $35 \text{ вт/см}^2$  и скорости перемещения нагревателя  $1,5 \text{ мм/мин}$

*a* — нарушение фронта кристаллизации пульсирующим кавитационным пузырьком; *б* — рост кристаллов на месте захлопнувшегося кавитационного пузырька (через 4 сек после захлопывания)

Насколько существенны процессы диспергирования растущих кристаллов подтвердили опыты по обработке ультразвуком сплавов системы олово—цинк. Серия экспериментов была проведена со сплавом олова с 4% цинка. Сплав перегревался до температуры 240° С. Для металла, кристаллизовавшегося в обычных условиях, скорость охлаждения составляла 6 град/сек, для металла в ультразвуковом поле — 7 град/сек. Кривые охлаждения приведены на рис. 17.

При кристаллизации без ультразвука температура первого перегиба была равна 208° С, а второго перегиба (солидус) 197° С. При введении ультразвука мощностью 200 вт (кривая 3) и температуре 213° С на кривой наблюдался дополнительный перегиб. Уменьшение мощности ультразвука в два раза снижало точку перегиба до 212° С. Как и при кристаллизации сплава без ультразвука наряду с этим перегибом у «ультразвуковых» кривых имелись еще перегибы при температурах 208 и 197° С. Перегибы на кривой охлаждения наблюдались и в сплавах с примесью 1, 2 и 6% цинка.

Можно предположить, что под влиянием ультразвука от кристаллов, растущих от стенок тигля, отламываются небольшие осколки и разносятся по объему расплава. Эти кристаллики могут расти, если они находятся в области расплава с температурой ниже точки ликвидус кристаллизующегося сплава ( $T_L$ ). При затвердевании сплава фронт кристаллизации имеет вид изрезанной поверхности. Температура на переднем крае фронта кристаллизации ( $t_\phi$ ) отличается от температуры ликвидус ( $T_L$ ). Это отличие зависит от степени изрезанности фронта [12]. Наличие зоны концентрационного переохлаждения перед фронтом кристаллизации приводит к тому, что кристаллики, попав в эту зону, получают способность расти. Без ультразвука кристаллы в эту зону не попадают и температурная кривая в этом случае не имеет никаких особенностей в интервале между  $t_\phi$  и  $T_L$ . Первый излом на этой кривой соответствует температуре  $t_\phi < T_L$  и тому моменту, когда передний край фронта кристаллизации достигает места установки термомпары.

Обламывающиеся под воздействием ультразвука кристаллики растут в зоне концентрационного переохлаждения, температура находится в интервале  $t_\phi < t < T_L$ . Попадая в область, где  $t > T_L$ , кристаллики плавятся. Если учесть, что процесс плавления происходит без заметных перегревов, то можно считать, что все кристаллики плавятся в узком температурном интервале вблизи  $T_L$ . В этом случае на кривой охлаждения должен иметься излом при  $t = T_L$ , и он действительно наблюдается экспериментально.

Полученные результаты подтверждены опытами на сплавах системы олово—висмут, в которых исследовалась структура фронта кристаллизации и оценивался коэффициент измельчения в зависимости от скорости кристаллизации и градиента температур в расплаве.

При выбранных скоростях кристаллизации и градиентах температуры фронт кристаллизации в отсутствие ультразвука был шероховатым (рис. 18). Увеличение градиента температуры или уменьшение скорости кристаллизации приводило к уменьшению ширины двухфазной зоны, которая оценивалась по перегибам на температурной кривой. С уменьшением скорости структура фронта становилась более грубой.

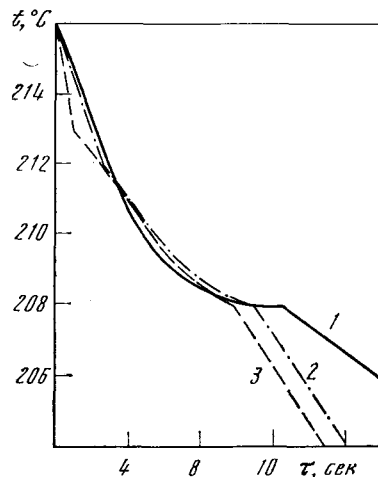


Рис. 17. Кривые охлаждения сплава олова с 4% цинка 1 — в отсутствие ультразвука; 2 — при введении ультразвука мощностью 250 вт; 3 — при введении ультразвука мощностью 500 вт



Рис. 18. Структура фронта кристаллизации сплава олова с 5% висмута при скорости роста кристаллов 0,5 см/мин

*a* — в отсутствие ультразвука; *b* — при интенсивности колебаний 20  $\text{вт/см}^2$ ; *c* — при интенсивности колебаний 70  $\text{вт/см}^2$

Введение ультразвука малой интенсивности (докавитационный режим) вызвало некоторое повышение градиента температур и уменьшение ширины двухфазной зоны, а структура фронта кристаллизации становилась более дисперсной. Эти изменения структуры фронта повлекли за собой некоторое измельчение зерна. Коэффициент измельчения увеличивается с шириной двухфазной зоны. При повышении вводимой мощности до кавитационного уровня образовывался более шероховатый фронт и еще более интенсивно измельчались зерна. В табл. 5 приведены данные, относящиеся к кристаллизации сплава Sn+5% Bi. Оценить ширину двухфазной зоны при мощности, превышающей порог кавитации, было невозможно из-за отсутствия четкого перегиба у линии ликвидус на кривых охлаждения.

Эксперименты показали, что введение ультразвука при кристаллизации сплавов вызывает некоторое измельчение структуры, даже если в расплаве отсутствует кавитация. Степень измельчения тем больше, чем шире двухфазная зона. При увеличении градиента температур в расплаве и снижении скорости кристаллизации коэффициент измельчения уменьшается.

Таблица 5

Влияние ультразвука на обрабатываемость сплава олово + 5% висмута

Скорость кристаллизации $V$ , см/мин	Градиент температур $G$ , град/см	Ширина двухфазной зоны, см	Интенсивность ультразвука $P$ , вт/см	Наличие кавитации	Коэффициент измельчения
0,5	11	0,46	—	Нет	
0,5	14	0,38	—	»	
6,5	13	0,62	—	»	
6,5	18	0,47	—	»	
0,5	15	0,42	20	»	1,0
0,5	17	0,32	20	»	1,5
6,5	14	0,58	20	»	2,5
6,5	20	0,45	20	»	1,5
0,5	13	—	70	Есть	5,0
0,5	16	—	70	»	4,0
6,5	13	—	70	»	7,0
6,5	20	—	70	»	5,0

Ширина двухфазной зоны зависит также от природы сплава. Сплавы, затвердевающие с образованием твердых растворов, часто имеют широкую двухфазную зону; этому способствует также большой температурный интервал кристаллизации. Все это объясняет экспериментально установленный факт высокой обрабатываемости однофазных сплавов с большим температурным интервалом кристаллизации.

Ширина зоны уменьшается под влиянием любого фактора, стремящегося увеличить температурные градиенты в затвердевающем слитке (низкая теплопроводность металла, высокая температура затвердевания, большая интенсивность теплоотвода от изложницы). Широкой зоны можно ожидать у легких сплавов, обладающих высокой теплопроводностью и низкой температурой затвердевания. С широкой двухфазной зоной затвердевают сплавы системы алюминий—магний и оловянистые бронзы. При затвердевании малоуглеродистых сталей и латуней образуется плоский фронт кристаллизации. Согласно [26], сплавы системы алюминий—магний и оловянистые бронзы хорошо обрабатываются упругими колебаниями, значительно лучше, чем латуни.

### § 8. Влияние условий кристаллизации на ультразвуковую обрабатываемость материалов

Эксперименты показали, что в ультразвуковом поле, в зависимости от условий кристаллизации вещества, может происходить диспергирование растущих кристаллов и увеличение скорости зарождения центров кристаллизации. При положительном температурном градиенте в расплаве (при росте кристаллов в перегретый расплав) действие ультразвука в основном проявляется в диспергировании растущих кристаллов, увеличения скорости зарождения центров в этом случае не происходит. При введении ультразвука в переохлажденный расплав наблюдается увеличение скорости зарождения центров кристаллизации, причем возможно и диспергирование растущих кристаллов. Чтобы оценить вклады, вносимые диспергированием и зарождением кристаллов в эффект измельчения структуры, были проведены эксперименты по ультразвуковой обработке органических веществ и металлов, кристаллизующихся при отрицательном температурном градиенте в расплаве. Расплав в пробирке (см. рис. 12) переохлаждался до определенной температуры, превышающей порог

метастабильности вещества. В переохлажденный расплав вносилась за-  
травка, вызывающая направленную кристаллизацию. Затем в расплав  
в процессе роста кристаллов вводился ультразвук определенной интен-  
сивности. В экспериментах с органическими веществами процессы роста  
кристаллов наблюдались с помощью микроскопа.

При кристаллизации очищенного тимола, независимо от глубины пере-  
охлаждения расплава, скорость роста кристаллов изменялась незначи-  
тельно, а фронт кристаллизации был гладким. Введение ультразвука  
интенсивностью  $1-20 \text{ вт/см}^2$  при глубине переохлаждения  $10, 20$  и  $30^\circ \text{C}$   
не вызывало изменения формы фронта кристаллизации, и лишь незна-  
чительно увеличивало градиент температур вблизи фронта и скорость  
роста кристаллов, зарождения центров кристаллизации также не про-  
исходило. Увеличение мощности вызывало возникновение в расплаве  
кавитационных явлений, порождающих диспергирование фронта кристал-  
лизации при глубине переохлаждения в  $10, 20$  и  $30^\circ \text{C}$ . При пере-  
охлаждении в  $10^\circ$  и интенсивности ультразвука  $25 \text{ вт/см}^2$  образования  
центров кристаллизации не наблюдалось. При увеличении глубины пере-  
охлаждения до  $20^\circ \text{C}$  в расплаве перед фронтом образовывались центры  
кристаллизации, которые возникали вблизи пульсирующих кавитацион-  
ных пузырьков. С увеличением переохлаждения количество центров  
увеличивалось.

Повышение интенсивности колебаний при фиксированной величине  
переохлаждения тимола приводило к увеличению относительного коли-  
чества кристаллов, отщепляемых от фронта кристаллизации, по сравнению  
с количеством возникающих центров. Измерить скорость роста кристаллов  
и градиент температур при интенсивном диспергировании оказалось  
невозможным.

При кристаллизации нафталина фронт кристаллизации с увеличением  
глубины переохлаждения становился более изрезанным, а выступающие  
кристаллы длиннее и толще. Введение ультразвука малой мощности (до-  
кавитационный режим) способствовало сглаживанию фронта кристалли-  
зации, причем длина выступающих частей кристаллов уменьшалась.  
Увеличение мощности влекло за собой образование кавитационных пу-  
зырьков и диспергирование кристаллов. При переохлаждении в  $2$  и  $4^\circ \text{C}$   
в расплаве возникали центры кристаллизации. С увеличением степени  
переохлаждения при одной и той же вводимой мощности процессы диспер-  
гирования и зарождения усиливались.

При кристаллизации металлов (олова, висмута, сурьмы) в условиях  
переохлаждения оценивался коэффициент измельчения структуры.  
Если мощность колебаний была меньше пороговой, кавитации измельче-  
ния зерен не происходило, наблюдалась даже некоторая тенденция  
к их укрупнению. При мощности, превышающей порог кавитации, из-  
мельчение усиливалось с повышением степени переохлаждения рас-  
плава.

В этих экспериментах степень измельчения зерен была выше, чем  
при обработке расплавов этих же металлов колебаниями такой же мощности  
при положительном температурном градиенте в жидкости. Это позволяет  
высказать предположение, что при кристаллизации металлов с отрица-  
тельным температурным градиентом в жидкости введение ультразвука  
вызывает не только диспергирование металлов, но и интенсификацию  
процессов зарождения центров кристаллизации.

Была проведена оценка соотношения вкладов диспергирования и  
зарождения центров кристаллизации тимола в стеклянной изложнице,  
когда ультразвук вводился через отверстие в ее дне. Кристаллизация  
без ультразвука начиналась с зарождения и роста кристаллов на стальном  
излучателе при температуре  $24-26^\circ \text{C}$ , а потом кристаллы зарождались  
и на стенках изложницы. Расплав полностью закристаллизовывался

через 30—40 мин. Когда вводился ультразвук, то при температуре 48,3° С на излучателе возникало «облако» кристаллов, которое разносилось по всему объему расплава. Попадающие на стенки кристаллы начинали постепенно расти и в свою очередь диспергироваться при одновременном интенсивном образовании кристаллов на излучателе. В результате весь объем расплава заполнялся кристалликами. Основной вклад в эффект измельчения структуры в этом случае вносился образованием кристаллов на излучателе. Роль диспергирования растущих от стенок кристаллов была незначительной.

### § 9. Нерастворимые примеси при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле

Возникновением сил вязкого трения между частичками нерастворимой примеси и расплавом можно объяснить и экспериментально наблюдаемое влияние нерастворимых примесей на скорость зарождения центров кристаллизации в органических веществах в ультразвуковом поле. Роль нерастворимых примесей при ультразвуковой обработке металлов установлена в опытах с висмутом и алюминием [10, 18, 27, 34]. При обработке технически чистого висмута в слитке обнаружены три зоны (рис. 19): мелкозернистая, занимающая наружную и верхнюю часть слитка; очень мелкозернистая, расположенная в нижней части у излучателя; центральная, крупнозернистая, четко ограниченная первой и второй зонами.

Специально проведенными опытами установлена последовательность затвердевания зон в слитке. Оказалось, что центральная зона затвердевает последней, через 1 мин 30 сек. При обработке слитка в течение 2—3 мин объем центральной крупнозернистой зоны заметно не уменьшился.

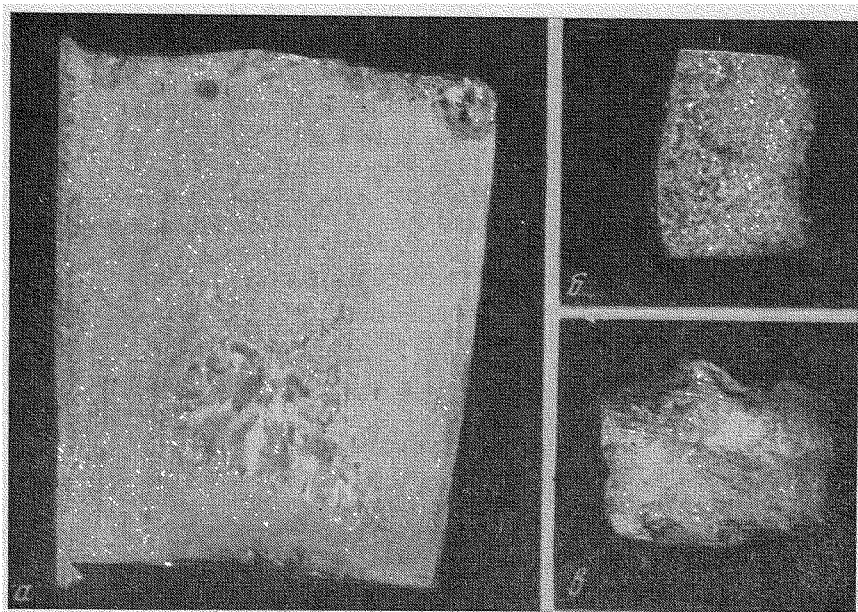


Рис. 19. Макроструктура висмута

а — после кристаллизации в ультразвуковом поле; б — пробы из мелкозернистой зоны слитка; в — пробы из крупнозернистой зоны слитка

Чтобы выяснить причины образования зон были вырезаны образцы одинакового размера из крупно- и мелкозернистой зон слитка. Обе пробы расплавляли при температуре перегрева  $7^{\circ}\text{C}$ , чтобы сохранить примеси в активированном состоянии. Затем образцы кристаллизовались без ультразвуковой обработки в тех же тигельках, в которых и плавилась. Структура в образце, вырезанном из мелкозернистой зоны, оказалась также мелкозернистой, а в образце, взятом из центральной зоны, — крупнозернистой. Наличие связи в образцах между исходной и конечной структурами указывает на то, что в мелкозернистой зоне находится больше нерастворимых примесей, нежели в центральной, крупнозернистой зоне.

Процесс образования таких структурных зон в ультразвуковом поле можно представить следующим образом. Распределенные в объеме примеси под действием колебаний активируются и становятся центрами кристаллизации. Образовавшиеся на примесях кристаллики всплывают (у висмута плотность твердой фазы меньше, чем жидкой), обедняя нерастворимыми примесями остальную часть расплава, которая кристаллизуется позднее в виде крупнозернистой зоны.

Для более детального изучения роли нерастворимых примесей при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле исследовалось влияние изоморфных нерастворимых примесей на изменение величины пороговой мощности при обработке технически чистого алюминия [18].

В качестве нерастворимых примесей были выбраны  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , введение которых в определенном количестве вызывало измельчение структуры алюминия. Добавки указанных веществ в виде тонкоизмельченного порошка различной дисперсности, завернутого в алюминиевую фольгу, вводились в расплавленный металл в разных количествах: 0,5, 0,25, 0,1%.

Навеска (300—350 г) металла перегревалась до температуры  $680^{\circ}\text{C}$ , разливка производилась при температуре  $665^{\circ}\text{C}$  в стальную изложницу, в которую снизу вводились ультразвуковые колебания. Мощность вводимых колебаний изменялась от 1600 до 160 *вт*.

Для получения данных, необходимых для сравнения совместного влияния примесей и ультразвука с отдельным влиянием этих факторов на измельчение структуры, была определена зависимость размеров зерна алюминия от величины мощности вводимых в расплав колебаний. Эксперименты показали, что при введении в расплав ультразвука мощностью 800 *вт* и менее измельчение чистого алюминия не наблюдается. Колебания мощностью 1200 и 1600 *вт* вызывают тем большее измельчение структуры, чем больше вводимая мощность.

Исследование влияния концентрации вводимой примеси на структуру слитка в отсутствие ультразвука показало, что примеси  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в количестве 0,5% от веса слитка измельчают зерна. Меньшее количество примеси (0,25 и 0,1%) не влияет на структуру.

Было исследовано совместное действие ультразвуковых колебаний мощностью менее 800 *вт* и примеси  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в количествах 0,25 и 0,1%. При введении в расплав примеси  $\text{CaCO}_3$  в количестве 0,1% и обработке расплава мощностью 400 *вт* наблюдалось измельчение структуры, а при концентрации вводимой примеси 0,25% измельчение структуры наблюдается уже при мощности 160 *вт*. При 0,25 и 0,1% примеси  $\text{CaCO}_3$  и обработке ультразвуковыми колебаниями мощностью 400 *вт* наблюдается измельчение структуры, причем с увеличением концентрации величина зерна уменьшается.

Аналогичные результаты были получены и при введении в расплав в качестве примеси  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Проведенные эксперименты показывают, что величина пороговой мощности ультразвука при обработке металла, загрязненного изоморфными



нерастворимыми примесями, значительно ниже, чем при обработке чистого металла. Кроме того, исследовалось влияние неизоморфных нерастворимых примесей на уменьшение величины пороговой мощности химически чистых металлов (олова, висмута, цинка, алюминия). Навески в 70—100 г металла расплавлялись в алундовых тиглях, причем температура перегрева выбиралась с таким расчетом, чтобы макроструктура контрольных слитков была крупнозернистой.

Тигель с перегретым расплавом устанавливался на водоохлаждаемой медной подставке, таким образом обеспечивалась направленная кристаллизация от дна тигля. Ультразвуковые колебания вводились в расплав сверху.

В качестве нерастворимых примесей для олова применялся  $\text{SiO}_2$ , для висмута —  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , для цинка —  $\text{SiO}_2$ , для алюминия — W. Размеры частичек примеси были порядка 0,05 мм. При введении 0,5% этих примесей в расплавы и отсутствии ультразвука структура слитка по сравнению с контрольным не изменялась. Введение нерастворимых примесей привело к уменьшению величины пороговой мощности, необходимой для эффективного измельчения макроструктуры слитка  $P_{II}$  (табл. 6).

Т а б л и ц а 6

Влияние нерастворимых примесей на величину пороговой мощности  $P_{II}$

Металл	Пороговая мощность $P_{II}$ , <i>вт</i>		Примесь
	без примеси	с примесью	
Олово	60	45	$\text{SiO}_2$
Висмут	30	20	$\text{Al}_2\text{O}_3$
Цинк	160	100	$\text{SiO}_2$
Алюминий	70	50	W

Структура обработанного ультразвуком металла с примесью измельчалась значительно больше, нежели чистый металл, обработанный колебаниями той же или большей мощности. Так, при обработке чистого олова колебаниями мощностью 120 *вт* зерно измельчалось приблизительно в 20 раз, а при обработке с 0,5% примеси колебаниями мощностью 90 *вт* зерно измельчалось примерно в 50—70 раз.

Анализ движения твердой частицы в жидкости в ультразвуковом поле показал, что вязкие силы трения тем больше, чем сильнее различаются плотности твердой и жидкой фаз [формула (9)].

Чтобы проверить, какую роль играют силы вязкого трения, выбраны были примеси, плотности которых находились в различных соотношениях с плотностями расплавов. Опыты проводились на олове и алюминии, а в качестве примесей были выбраны порошки вольфрама и бора, не влияющие на структуру металлов в отсутствие ультразвука.

Введение 0,5% W и B в обрабатываемый расплав повело к измельчению структуры олова, а измельчение структуры алюминия наблюдалось лишь при введении 0,5% W.

Полученные данные позволили определить коэффициент измельчения  $K$  (отношение средней величины зерна контрольного слитка к величине зерна слитка, обработанного ультразвуком). Коэффициент измельчения был сопоставлен с расчетным значением отношения  $\rho_T/\rho_{ж}$  и  $\xi_T/\xi_{ж}$  (табл. 7).

Из таблицы следует, что чем больше отношение  $\rho_T/\rho_{ж}$  отличается от единицы, тем больше измельчение зерна.

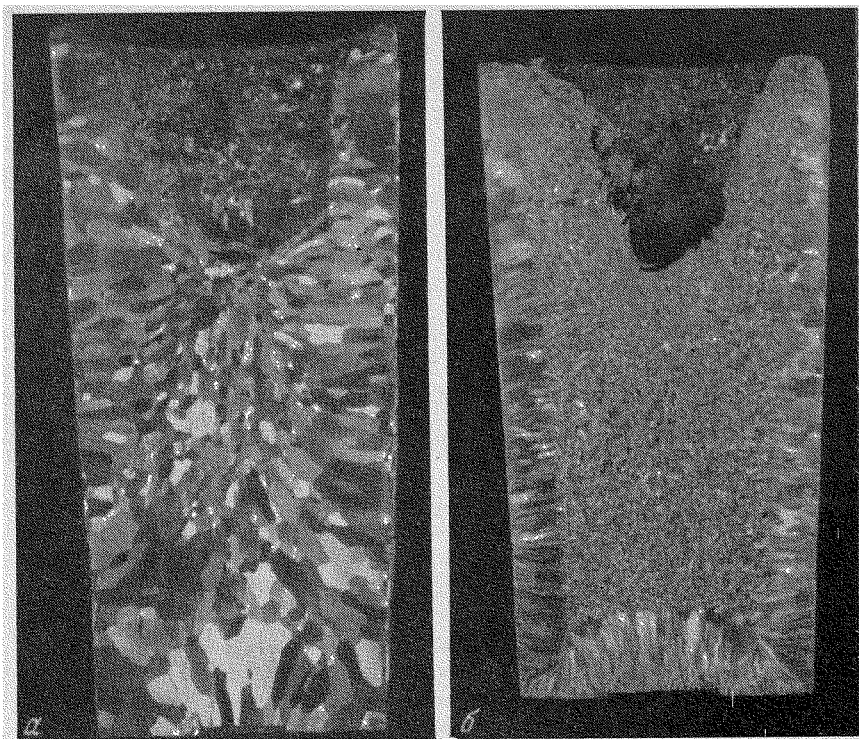


Рис. 20. Структура слитков алюминия АВ000, закристаллизовавшегося при введении в расплав вращающемся стержне

**a** — без примеси; **b** — с добавкой 0,5% W

Для подтверждения роли сил вязкого трения при получении мелкокристаллической структуры были выбраны такие условия воздействия на кристаллизацию, при которых исключался механизм диспергирования, не связанный с силами вязкого трения (кавитационные процессы,

Таблица 7

Роль сил вязкого трения при ультразвуковой обработке металлов

Металл	Примесь	$\rho_T/\rho_{ж}$	$\dot{\xi}_T/\dot{\xi}_{ж}$	K
Олово	B	0,33	2	5
	W	2,76	0,5	7
Алюминий	B	1	1	1
	W	8	0,2	5

колебательные давления на границе твердая—жидкая фазы). В расплавленный металл (алюминий АВ000) вводился вращающийся со скоростью 4200 об/мин стержень, создающий в расплаве турбулентные потоки, однако структура металла осталась крупнокристаллической. Введение в расплав примеси 0,5% W в виде порошка и последующая обработка вращением позволили получить мелкокристаллическую структуру (рис. 20).

Опыты с турбулентными потоками показали тот же эффект активирования примеси, что и в поле ультразвука.

Таким образом, выполненные к настоящему времени исследования осветили роль кавитационных процессов и сил вязкого трения в эффекте образования мелкозернистой структуры и позволили связать степень измельчения зерна с условиями кристаллизации металлов и сплавов. Однако влияние ультразвука на структуру слитка проявляется не только в измельчении зерна, но и в устранении столбчатой структуры, уменьшении степени ликвации, изменении характера распределения фаз и других эффектах. Для обоснования связи этих структурных изменений в слитках, обработанных ультразвуком, с факторами ультразвукового поля, можно высказать ряд соображений.

Наряду с измельчением зерна устранению столбчатой зоны в структуре слитка способствует также перемешивание расплава и изменение градиента температур вблизи фронта кристаллизации. Благодаря устранению столбчатой зоны и образованию равноосного зерна однородность слитка повышается, а степень развития зональной макроликвации уменьшается.

Перемешивание, изменение характера температурного поля (увеличение градиента температур вблизи фронта кристаллизации) и интенсификация конвективной диффузии способствуют уменьшению зоны термического и концентрационного переохлаждения в расплаве и тем самым выравнивает фронт кристаллизации, а также препятствует образованию ячеистой и дендритной структуры и развитию дендритной ликвации.

Увеличение скорости конвективной диффузии и перемешивание могут привести к изменению характера распределения фаз.

Когда перемешивания нет, перед растущим кристалликом образуется обогащенный примесью слой жидкости, а концентрация примеси в твердой фазе по мере кристаллизации быстро возрастает до своего исходного значения в жидкой фазе. При перемешивании и микропотоках, вызываемых ультразвуком, примесь полностью отводится в оставшуюся жидкость, так что концентрация примеси вблизи фронта кристаллика увеличивается очень незначительно. Но в процессе кристаллизации концентрация примеси в твердой фазе постепенно увеличивается с ростом концентрации примеси в оставшейся жидкости. Когда объем жидкости уменьшается, содержание примеси в твердой фазе быстро растет до очень больших значений. Это может повлечь за собой изменение характера распределения фаз.

Кроме перемешивания большое значение для эффекта изменения фазового состава имеет тот факт, что наиболее интенсивной ультразвуковой обработке подвергается, как правило, фаза, кристаллизующаяся в первую очередь. Так, в работе [8] было показано, что в сплавах, образующих эвтектику, сильнее измельчается зерно избыточной фазы. Объяснить это можно тем обстоятельством, что обработка более тугоплавкой фазы происходит в жидкой среде, относительный объем которой по мере затвердевания уменьшается. Другая причина, определяющая преимущественное измельчение фазы, кристаллизующейся в первую очередь, заключается в рассмотренной нами ранее активации нерастворимых примесей. В ультразвуковом поле примеси активируются и становятся, таким образом, центрами кристаллизации в первую очередь для более тугоплавкой фазы. При этом оставшийся расплав обедняется примесями, которые для более легкоплавкой фазы уже не играют столь интенсивно роль центров кристаллизации. Перемешивание должно способствовать также более равномерному распределению неметаллических включений по объему расплава.

Большое число действующих на процесс кристаллизации факторов ультразвукового поля затрудняет оценку влияния каждого из них на возникновение того или иного эффекта изменения структуры слитка. Еще в большей степени усложняет эту задачу наличие поглощения колебаний в твердой фазе и расплаве.

## УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОБРАБОТКА СТАЛЕЙ И СПЛАВОВ

Экспериментальные данные показали, что металлы и сплавы имеют различную ультразвуковую обрабатываемость: структура одних изменяется при введении в расплав ультразвука незначительной мощности, тогда как для изменения структуры других требуется гораздо большая мощность. Так, чтобы заметно изменить макроструктуру 100 г висмута при обработке в течение  $\sim 1$  мин требуется мощность 30 Вт, а для цинка — 160 Вт. Структура слитков сталей Х27, Х25Н20, сплава магнито и др., обработанных ультразвуком определенной мощности, сильно изменяется, а структура сталей Х18Н9, Р18, 9ХС, обработанных колебаниями такой же мощности, почти не изменяется.

Можно считать, что обрабатываемость материала определяется двумя факторами:

- 1) эффективностью проникновения ультразвука в объем расплава (при данном методе введения колебаний) и
- 2) степенью воздействия введенных в расплав колебаний на процесс кристаллизации.

Эффективность проникновения ультразвука тем больше, чем лучше акустический контакт между расплавом и излучателем и чем выше степень согласования между излучателем и нагрузкой. Степень акустического контакта, в свою очередь, зависит от поверхностного натяжения на границе жидкая фаза — поверхность излучателя, и от вязкости расплава. Эти две величины определяют, кроме того, и кавитационную прочность расплава на границе с излучателем, эффективность кавитационных процессов, а также частично потери в самом расплаве. Степень согласования зависит от соотношения приведенных волновых сопротивлений излучателя и нагрузки, и тем больше, чем меньше их различие. Отсутствие экспериментальных данных о скорости распространения ультразвука в расплавах металлов и их сплавах не позволяет количественно оценить роль согласования при ультразвуковой обработке кристаллизующихся металлов. Следует также отметить, что по мере кристаллизации слитка его волновое сопротивление изменяется в связи с изменением скорости распространения колебаний и плотности материала.

Второй фактор, определяющий обрабатываемость материала, — эффективность (степень) воздействия — связан с механизмом влияния ультразвука на процесс кристаллизации и с величиной потерь энергии ультразвука в расплаве.

Как следует из сказанного, эффективность воздействия определяется прочностью кристаллов, поверхностным натяжением кристалл—жидкость, шириной температурного интервала кристаллизации, коэффициентом распределения примеси, наличием в расплаве нерастворимых примесей, а также скоростью кристаллизации и температурным градиентом в жидкости у фронта кристаллизации. Нет оснований считать, что имеются такие металлы или сплавы, которые вообще не обрабатываются упругими колебаниями. По-видимому, даже объекты, слабо поддающиеся обработке, при достаточной величине подводимой мощности все же могут быть эффективно обработаны. Вопрос, очевидно, сводится к энергетической эффективности процесса обработки.

Структурные изменения, наблюдаемые при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле, большей частью улучшают ряд механических и технологических свойств обрабатываемых материалов (повышается пластичность, деформируемость, твердость, прочность и т. д.). Однако

степень и характер изменения свойств неодинаковы для разных металлов и сплавов, обладающих приблизительно равной степенью ультразвуковой обрабатываемости. Эти изменения свойств зависят от типа кристаллической решетки обрабатываемого материала, характера распределения фаз, свойств границ между зернами и др. факторов, связанных с природой материала.

Сопоставление структурных изменений с определяемыми ими изменениями механических и технологических свойств обрабатываемых материалов позволяет выявить технологическую эффективность ультразвуковой обработки определенных промышленных сплавов.

К. В. Горев с сотрудниками [37, 38] подробно исследовали ультразвуковую обработку чугунов. В течение ряда лет в ЦНИИЧМ ведутся работы по воздействию колебаний на процесс кристаллизации сталей. Этим работам родственны проводимые в США исследования по ультразвуковой обработке сталей в процессе вакуумного дугового переплава [39]. Обработке сплавов на основе алюминия посвящены работы Г. И. Эскина [28]. Г. И. Погодин-Алексеев [40, 41] с сотрудниками изучал кристаллизацию бронз и баббитов в ультразвуковом поле.

В проведенных К. В. Горевым исследованиях [37, 38] показано, что ультразвук способствует графитизации чугуна, вызывая при этом измельчение выделений глобулярного графита.

Американские исследователи (фирма «Westinghouse Electr. Corp.») обработали ультразвуком ряд аустенитных сталей при вакуумном дуговом переплаве. Созданная ими для этого установка позволяла обрабатывать ультразвуком слитки весом до 1500 кг. В обработанных хромо-никелевых (17% Cr, 12% Ni, 2,5% Mo) и хромо-марганцевых сталях (0,5% C, 18% Mn, 5% Cr) исчезала столбчатая структура и образовывалось равноосное зерно. Обычно разрушающиеся при деформации сплавы приобрели высокую пластичность. Аналогичные результаты получены на железо-кобальтовых и никель-алюминиевых сплавах.

В ЦНИИЧМ для исследования выбрали стали ферритного, аустенитного и карбидного класса, углеродистые и низколегированные стали, жаропрочные и коррозионностойкие сплавы на никель-хромовой и никель-молибденовой основах, а также сплавы на основе кобальта, алюминия, магния, молибдена и др. элементов. Выбор определялся, в основном, практической необходимостью улучшения механических и технологических свойств этих материалов.

Большинство сталей (углеродистые, низколегированные, ферритного класса) выплавлялись в открытой индукционной печи в магнезитовом тигле. Металл разливался в стальные или чугунные изложницы или магнезитовые формы. Колебания вводились в затвердевающий металл через отверстие в дне изложницы. При обработке слитков весом 1,5—2 кг использовался ультразвуковой генератор мощностью 10 квт, а для слитков 15—20 кг — описанный ранее генератор мощностью 150 квт.

Сплавы на основе алюминия и магния выплавлялись в печи сопотввления. Для каждого сплава предварительно подбиралась технология выплавки и оптимальная температура разлива, которая, как правило, превышала температуру кристаллизации на 10—15%. Ряд сплавов и сталей (никелевые сплавы ШХ-15, 40ХН5С, сплавы на основе молибдена и вольфрама) выплавлялись в вакуумной дуговой печи, причем для обработки слитков весом до 250 кг использовался генератор на 150 квт. Методы введения ультразвука в дуговую печь и особенности ультразвуковой обработки при вакуумном и электрошлаковом переплаве рассмотрены в дальнейшем.

## § 1. Углеродистые и низколегированные стали

Для исследования были выбраны следующие марки углеродистых и низколегированных сталей: 20, 30, 40, 48, V10, 17ГС, 40ХН, 30ХГС, 35ХМ, 45Г2, 55С2, 40ХН5С, типа 50СХНМ, ШХ-15 (табл. 8). Углеродистые и низколегированные стали склонны к образованию крупнокристаллической структуры, вследствие чего центральная зона слитков, получаемых в машине непрерывной разливки, поражена порами. Особой склонностью к образованию крупной структуры отличается сталь 40ХН, зона крупных столбчатых кристаллов в этой стали простирается до самого центра слитка.

Т а б л и ц а 8

Химический состав углеродистых и низколегированных сталей, подвергнутых ультразвуковой обработке

Сталь	Содержание, %					
	C	Si	Mn	Cr	Ni	Mo
20	0,17—0,25	0,17—0,37	0,35—0,65	0,25	0,25	—
30	0,27—0,35	0,17—0,37	0,5—0,8	0,25	0,25	—
40	0,37—0,44	0,17—0,37	0,5—0,8	0,25	0,25	—
У8	0,75—0,84	0,15—0,30	0,15—0,30	0,15	—	—
У10	0,95—0,04	0,15—0,30	0,15—0,30	0,15	—	—
17ГС	0,15—0,25	1,10—1,40	1,10—1,40	0,25	—	—
40ХН	0,37—0,44	0,17—0,37	0,5—0,80	0,45—0,75	1,00—1,40	—
30ХГС	0,28—0,35	0,90—1,20	0,80—1,10	0,80—1,10	0,4	—
35ХМ	0,32—0,40	0,17—0,37	0,4—0,7	—	—	0,15— 0,25
45Г2	0,41—0,48	0,17—0,37	1,4—1,8	0,25	—	—
55С2	0,52—0,58	1,5—2,0	0,4—0,7	0,25	—	—
40ХН5С	0,45—0,50	0,9—1,20	0,4—0,7	1,20—1,70	4,5—5,0	—
ШХ-15	0,95—1,10	0,35	0,40	1,3—1,3	—	—

Ультразвуковая обработка углеродистых сталей показала, что доэвтектоидные стали с содержанием углерода менее 0,4% плохо обрабатываются ультразвуком. Если к преобразователю подводится мощность колебаний 2,5 *квт* на 1 *кг* обрабатываемого металла, то структура сталей 20, 30, 40 не изменяется. Структурные изменения в стали 40 наблюдались лишь при повышении мощности до 3,5 *квт/кг*. Под влиянием ультразвука грубая ферритная сетка, наблюдаемая в необработанных (контрольных) слитках, раздробляется, зерно становится более мелким.

В сталях У8 и У10 под влиянием ультразвука мощностью 1,5—2 *квт/кг* наблюдалось существенное измельчение зерна (в контрольных слитках балл микрозерна — первый, в обработанных ультразвуком — пятый—седьмой).

Наблюдаемый характер изменения ультразвуковой обрабатываемости сталей в зависимости от содержания углерода связан с особенностями диаграммы состояния железо—углерод (шириной температурного интервала кристаллизации) и прочностью растущих кристаллов.

Наибольшей прочностью обладает сталь, содержащая 0,18% углерода и имеющая наименьший интервал кристаллизации. При уменьшении и особенно при увеличении содержания углерода предел прочности падает. Как показали проведенные ранее исследования (см. гл. 1), степень обрабатываемости уменьшается с увеличением прочности растущих кристаллов и уменьшением температурного интервала кристаллизации.

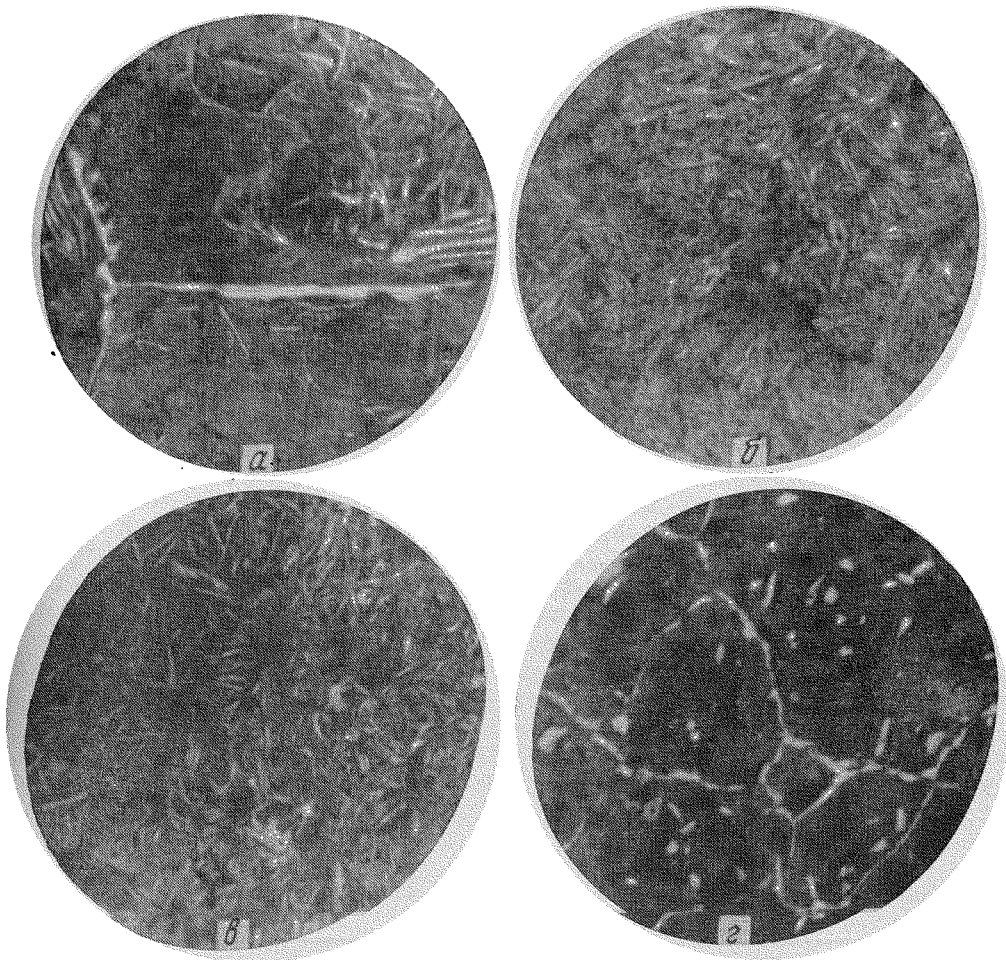


Рис. 21. Микроструктура стали 40.  $\times 200$

*a* — контрольный слиток; *b* — обработанный ультразвуком; *c* — с введенным модификатором; *d* — обработанный ультразвуком с введенным модификатором

На стали 40 было опробовано совместное воздействие упругих колебаний и модификаторов<sup>1</sup>. В качестве модификатора для стали 40 использовался титан в количестве 0,08—0,1%. При введении в расплав модификатора происходит измельчение зерна. Совместное влияние модификатора и ультразвука приводит к образованию мелкого зерна перлита с раздробленной местами ферритной сеткой. Эта структура напоминает равновесную структуру отожженной среднеуглеродистой стали (рис. 21).

Значительные структурные изменения, наблюдаемые в стали, не могли не сказаться на ее механических свойствах (табл. 9). При применении раздельного и совместного воздействия ультразвука и модификатора прочностные характеристики (предел прочности  $\sigma_b$ , предел текучести  $\sigma_s$ ,

<sup>1</sup> Модификаторами называются вещества, введение которых в сплав в незначительных количествах (0,01—1,0%) существенно изменяет его структуру и свойства. Более подробные исследования совместного действия модификатора и ультразвука на структуру металлов проведены в работе [34]. Было показано, что ультразвук расширяет диапазон оптимального процента модифицирования. Так, без обработки ультразвуком оптимальная концентрация натрия при модифицировании висмута составляет 0,05%, а при одновременной обработке ультразвуком имеется интервал эффективных концентраций модификатора, который расширяется с увеличением мощности колебаний.

твердость  $HV$ ) возрастают на 15—50% в зависимости от варианта обработки<sup>1</sup>. При этом пластические свойства (относительное удлинение  $\delta$  и поперечное сужение  $\psi$ ), а также ударная вязкость ( $a_H$ ) соответственно падают. Можно предположить, что упрочнение в этом случае связано с образованием мелкого равноосного зерна и более равномерным распределением модификатора в  $\alpha$ -твердом растворе под действием ультразвука.

Термическая обработка (отжиг при температуре 850° С в течение 3 час, закалка с 850° С в воду) не устранила различий в свойствах. Так, твердость после закалки в образце из контрольного слитка была 350  $HV$ , обработанного ультразвуком с введенным модификатором — 550  $HV$ . В результате высокотемпературного отпуска различие в твердости несколько уменьшилось. В контрольном слитке твердость снизилась до 240  $HV$ , в обработанном — до 285  $HV$ .

Как показали дополнительные исследования, совместное действие ультразвука и модификатора увеличило прокаливаемость стали. Ультразвуковая обработка низколегированных сталей (17ГС, 30ХГС и 35ХН) при подводимой к преобразователю мощности 2,5  $квт/кг$  не вызвала измельчения зерна. Ультразвук такой же мощности в сталях 40ХН, 45Г2, 40ХН5С, типа 50СХНМ, 55С2, ШХ-15 вызвал измельчение зерна, причем в тем большей степени, чем выше содержание углерода в стали.

Структурные изменения в низколегированных сталях приводят к повышению характеристик пластичности на 30—40% при некотором повышении (10%) предела прочности (табл. 9). Деформация и термическая обработка уменьшают степень различия в свойствах контрольных и обработанных слитков, но все же в сталях 40ХН5С и типа 50СХМ после термомеханической обработки<sup>2</sup> в материале, который был обработан ультразвуком, наблюдалось некоторое повышение пластичности и прочности.

Т а б л и ц а 9

Влияние ультразвука на механические свойства углеродистых и низколегированных сталей

Сталь	Условия кристаллизации *	Предел прочности $\sigma_b$ , $кг/мм^2$	Предел текучести $\sigma_s$ , $кг/мм^2$	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Ударная вязкость $a_H$ , $кг/см^2$	Твердость $HV$
40	Контр	62	36	12	16	4	155
	Узв	71	45	8	10	3	175
	Контр, модификатор	75	67	8	9	3	190
	Узв, модификатор	82	70	7	8	3	245
40ХН	Контр	88	56	9	14	—	—
	Узв	90	57	12	25	—	—
Типа 50СХНМ	Контр	238	230	4	40	3,8	—
	Узв	253	243	3	50	5,7	—

\* Контр — слиток, выплавленный без обработки ультразвуком, Узв — слиток, обработанный ультразвуком.

После термомеханической обработки сталей 40ХН5С<sup>3</sup> и типа 50СХНМ пластичность их снижается при низких температурах.

<sup>1</sup> При совместном действии колебаний и модификатора  $\sigma_s$  и  $HV$  возрастают почти в 2 раза.

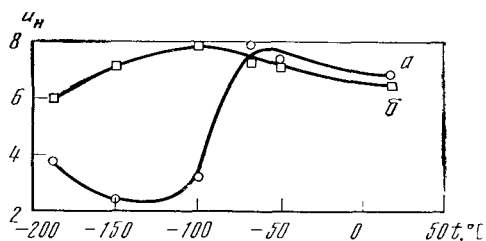
<sup>2</sup> Термомеханическая обработка заключается в деформировании (прокатке, волочении) переохлажденного аустенита с большой степенью обжатия.

<sup>3</sup> Работа проводилась совместно с Я. Б. Гуревичем и А. П. Бащенко.



Рис. 22. Зависимость ударной вязкости стали 40ХН5С от температуры

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком



Определение ударной вязкости в образцах стали 40ХН5С, вырезанных в направлении прокатки, показало, что при температуре около  $-100^\circ\text{C}$  в образцах из контрольного слитка наблюдается резкий переход к хрупкому разрушению, тогда как в обработанном ультразвуком материале такого перехода не наблюдалось до температуры  $-190^\circ\text{C}$  (рис. 22).

Данные о механических свойствах стали типа 50СХНМ после термомеханической обработки приведены в табл. 9.

При обработке стали ШХ-15 преследовалась цель выяснить влияние ультразвука на развитие структурной полосчатости и дендритной ликвации, а также форму и распределение неметаллических включений. Ультразвуковая обработка стали, выплавляемой в вакуумной дуговой печи, привела к измельчению структуры излома (рис. 23) и микроструктуры, балл структурной полосчатости снизился от 3 в контрольном слитке до 1 в обработанном. Ультразвук способствовал измельчению и более равномерному распределению по объему слитка неметаллических включений. Так, балл сульфидных включений снизился с 4 в контрольном слитке до 1 в обработанном ультразвуком. Влияние ультразвука на дендритную ликвацию в стали ШХ-15 исследовалось с помощью рентгеновского микроанализатора, позволяющего определять содержание ликвирующего элемента в осях дендритов и междуосных пространствах [25].

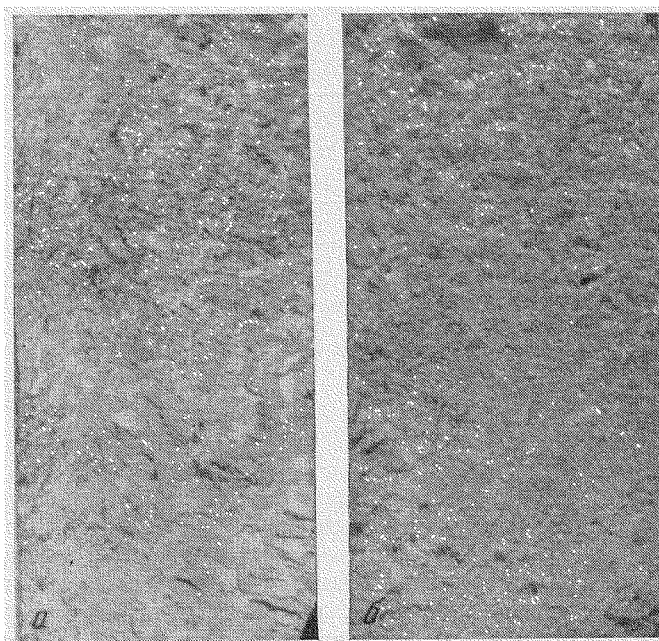


Рис. 23. Структура излома стали ШХ-15

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

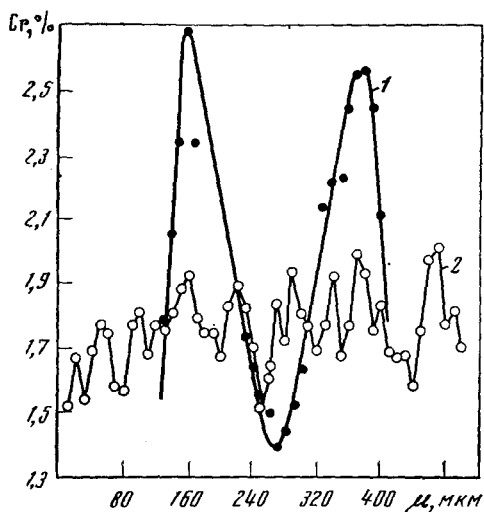


Рис. 24. Кривые распределения концентрации хрома в осях и междоузльных пространствах дендритов стали ШХ-15  
1 — контрольный слиток; 2 — обработанный ультразвуком

Исследовались образцы из наружной и центральной областей контрольного и обработанного ультразвуком слитка. Установлено, что ультразвук оказывает существенное влияние на степень дендритной ликвации в исследованных областях. Так, степень ликвации хрома (отношение концентрации в оси дендрита к концентрации в междендритном пространстве) в контрольном слитке составляла 1,9, а в обработанном 1,1. На рис. 24 приведены кривые распределения хрома в осях и междендритных пространствах в контрольном и обработанных ультразвуком образцах.

## § 2. Стали ферритного класса

Исследовались следующие марки ферритных сталей и сплавов, имеющих кубическую объемноцентрированную решетку: X13, X18, X25T, X27, C3, C6 (с содержанием углерода 0,02 и 0,1%), Ю14, Ю16 (табл. 10).

Стали типа X13, X18, X25T и X27 нержавеющие и кислотостойкие в широком интервале температур используются в машиностроении и приборостроении. Отличительная особенность этих сталей — склонность к образованию грубой крупнозернистой структуры, что обуславливает низкие механические свойства (пластичность и ударную вязкость) сталей

Т а б л и ц а 10

Химический состав сталей ферритного класса, подвергнутых ультразвуковой обработке

Сталь	Содержание, %				
	C	Si	Cr	Al	Ti
X13	≤ 0,15	≤ 0,6	12—14,0	—	—
X18	≤ 0,12	≤ 0,8	17—19	—	—
X25T	≤ 0,2	≤ 1,0	24—26	—	0,4—0,6
X27	≤ 0,2	≤ 1,0	26—28	—	—
C3	≤ 0,02	≤ 2,5—3,5	—	—	—
C6	≤ 0,02	5,5—6,5	—	—	—
Ю14	≤ 0,02	0,5	—	13,5—14,5	—
Ю16	≤ 0,02	0,5	—	15,5—16,5	—

при комнатных температурах. Сплавы с высоким содержанием кремния (3—6%) обладают особыми магнитными свойствами — высокой магнитной проницаемостью, а также низкой коэрцитивной силой в сочетании с высокой стабильностью при воздействии механических напряжений. Небольшие добавки углерода (0,1%), не снижая значительно магнитных свойств стали, положительно влияют на образование текстуры.

Использование стали с высоким содержанием кремния ограничивается ее хрупкостью, поэтому для улучшения пластичности производилась



Рис. 25. Микроструктура стали X18.  $\times 100$

а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

выплавка кремнистых сталей с обработкой ультразвуком. Низкой пластичностью обладают также сплавы Ю14 и Ю16.

Стали и сплавы ферритного класса сравнительно хорошо обрабатываются ультразвуком. При вакуумном дуговом переплаве существенное измельчение макроструктуры в слитках весом 100 кг наблюдалось при мощности подводимых к преобразователю колебаний 15—30 *квт*.

В результате воздействия ультразвуком во всех исследованных сталях и сплавах ферритного класса наблюдалось устранение столбчатой структуры, измельчение макро- и микрзерна, а также повышение однородности слитка.

Вследствие структурных изменений произошли существенные изменения и механических свойств обработанных материалов (табл. 11).

Т а б л и ц а 11

Влияние ультразвука на механические свойства сталей ферритного класса

Сталь	Состояние металла	Температура испытания, °С	Условия кристаллизации	Предел прочности $\sigma_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Предел текучести $\sigma_s$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Относительный сдвиг при кручении $\gamma$ , %
X13	Литое	—196	Контр	23	—	1	4	
		—196	Узв	29	—	2	6	
		20	Контр	17	—	5	14	
		20	Узв	20	—	8	30	
X25Т	Литое	20	Контр	33	25	12	15	
		20	Узв	46	36	14	18	
		800	Контр	7	5	25	36	
		800	Узв	9	7	88	90	
		1100	Контр	0,6	—	53	77	
		1100	Узв	0,9	—	110	90	
X27	Литое	20	Контр	45	32	6	6	50
		20	Узв	53	35	20	44	89
	После термообработки	20	Контр	48	32	14	29	70
		20	Узв	55	35	20	58	95

В обработанном ультразвуком слитке стали X18 обнаружено выделение аустенитной фазы по границам зерен (рис. 25). Измерения показали, что твердость матрицы в контрольном и обработанном слитках составляет 161 HV, а твердость фазы в обработанном слитке 258 HV. Для определения фазового состава стали проводились магнитные и рентгеновские исследования, показавшие, что в контрольном слитке содержится 96% феррита и 4% аустенита, а в обработанном слитке их содержится соответственно 86 и 14%.

Остановимся на возможных причинах, вызывающих наблюдаемый эффект перераспределения фаз. Как указывалось, благодаря ультразвуку уменьшается ширина диффузионного слоя и эффективный коэффициент распределения примеси приближается к равновесному.

При кристаллизации сплавов железа с 18% хрома в ультразвуковом поле, в соответствии с диаграммой состояния, в первую очередь начинают выделяться кристаллы, более бедные хромом, нежели при кристаллизации этого сплава в нормальных условиях. Кроме того, ультразвуковые колебания способствуют увеличению числа центров кристаллизации в расплаве. В этих первичных бедных хромом кристаллах при дальнейшем охлаждении происходит переход  $\alpha \rightarrow \gamma$  и образуется аустенитная фаза.

Высокотемпературный отжиг обработанного сплава должен способствовать выравниванию концентрации хрома в сплаве и ликвидации аустенитной фазы. Проведенный отжиг при температуре 1300° С с выдержкой 1 час привел к образованию равноосных однородных зерен феррита в обработанном и контрольном слитках; это подтверждает справедливость высказанных предположений о природе образующейся фазы. Зерно после отжига в обработанном слитке оказалось несколько меньше зерна в контрольном.

Таким образом, в результате ультразвуковой обработки стали X18 изменились ее механические свойства. Предел прочности возрос с 20 до 32,4 кг/мм<sup>2</sup>, удлинение — с 2,7 до 10,2%, а поперечное сужение — с 3,1 до 39,8%.

При воздействии ультразвука на кристаллизацию стали X27 [30] линейные размеры зерна уменьшаются в 5—7 раз и наблюдается более равномерное распределение неметаллических включений, зона столбчатых кристаллов практически отсутствует, а механические свойства заметно улучшаются (см. табл. 11).

Предел прочности стали X27 в литом состоянии повысился на 15%, поперечное сужение увеличилось примерно в 7 раз, относительное удлинение — в 3 раза, а относительный сдвиг при кручении — в 2 раза.

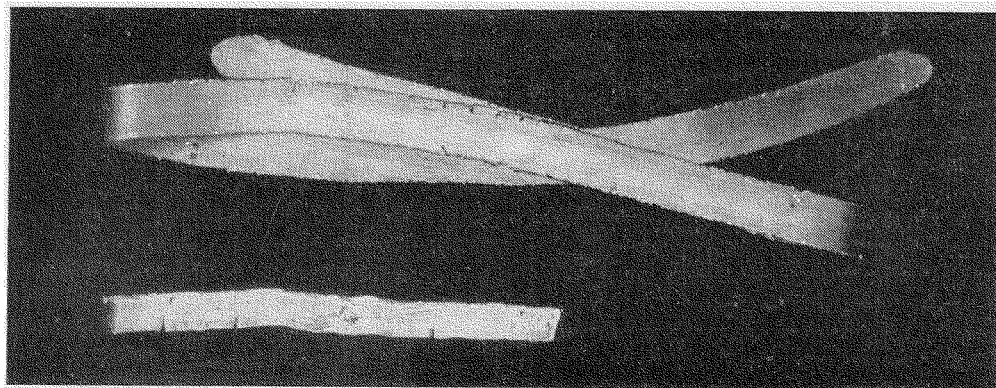


Рис. 26. Деформируемость стали X27

Вверху — прокатанная полоса из обработанного ультразвуком слитка; внизу — прокатанная полоса из контрольного слитка

После термической обработки это различие сохранилось, но степень его уменьшилась. В результате ультразвуковой обработки практически по всему объему слитка наблюдалась однородность механических свойств, тогда как в слитке, полученном без воздействия ультразвука, имелась явно выраженная неоднородность свойств в различных местах и направлениях вырезки образцов.

Изменение структуры стали X27 под действием ультразвука привело к повышению ее технологической пластичности. Допустимое обжатие при холодной прокатке повысилось с 18 до 79% (рис. 26). Испытания проводились при прокатке клиновидных образцов. Определялось обжатие  $Q_T$ , при котором в образцах наблюдалось образование трещин:

$$Q_T = \frac{H-h}{H} \cdot 100\%,$$

где  $H$  — исходная толщина образца, на которой при прокатке начиналось образование трещин;  $h$  — конечная толщина образца после прокатки.

При горячей прокатке ( $1200^\circ\text{C}$ ) наблюдалось увеличение деформируемости обработанного ультразвуком металла. Исследование деформированного и подвергнутого после деформации термической обработке металла показало, что различие в свойствах контрольных и обработанных ультразвуком образцов металла сохраняется. Так, значение ударной вязкости в обработанной стали достигает  $6 \text{ кГ/см}^2$ , а в контрольной стали оно составляет  $0,5 \text{ кГ/см}^2$ .

Проводилось исследование отдельного и совместного влияния ультразвука и модификатора на структуру стали X27 и ее свойства. В качестве модификатора использовался магний, вводимый в виде лигатуры Ni—Mg из расчета 0,05% Mg к весу расплава.

После введения модификатора зона столбчатых кристаллов несколько уменьшилась и эти кристаллы стали более тонкими. Центральная зона представляла собой область относительно крупных (средний диаметр 2—3 мм) равноосных зерен, причем их величина сильно колебалась в различных плавках. Совместное действие ультразвука и модификатора вызвало более эффективное измельчение структуры, чем их раздельное влияние. Полученные слитки были прокованы, вырезанные образцы были подвергнуты термической обработке (закалка с  $900^\circ$  в воду) и испытаны на ударную вязкость.

Значение ударной вязкости в образцах из контрольного слитка было довольно низким и составляло  $0,6 \text{ кГ/см}^2$ , причем ультразвуковая обработка весьма незначительно повысила это значение ( $0,9 \text{ кГ/см}^2$ ), а введение модификатора дало уже значение  $2,0 \text{ кГ/см}^2$ . Совместное действие модификатора и ультразвука увеличило ударную вязкость до  $8,8 \text{ кГ/см}^2$ , т. е. в среднем в 13 раз.

Ультразвуковая обработка стали СЗ [29] вызвала устранение столбчатой структуры, значительное уменьшение величины макро- и микрзерна, а также повышение однородности слитка. В контрольном образце значение микротвердости колеблется от 165 до 275 HV, а в обработанном — от 175 до 245 HV.

На рис. 27 приведены кривые распределения микротвердости в контрольном и обработанном образцах стали СЗ. Точки на кривых соответствуют числу измерений твердости, лежащих в интервале, равном 10 еди-

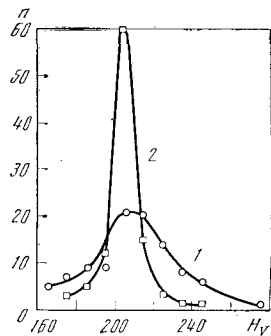


Рис. 27. Кривые распределения микротвердости в образцах стали СЗ

1 — контрольный слиток; 2 — обработанный ультразвуком

ницам *HV*. Приведенные данные показывают, что однородность обработанного ультразвуком слитка существенно выше, чем контрольного.

При обработке сталей С6 (с содержанием углерода 0,02 и 0,1%)<sup>1</sup> наблюдается устранение зоны столбчатых кристаллов и измельчение макрозерна. Исследование микроструктуры сталей, подвергнутых горячей прокатке, показало, что величина зерна в обработанных ультразвуком образцах несколько меньше, чем в контрольных.

Ультразвуковая обработка стали С6 привела к понижению температуры перехода из хрупкого в пластичное состояние (испытания на статический изгиб проводились на образцах, подвергнутых горячей прокатке). Температура перехода в обработанных образцах безуглеродистой стали С6 на 100° ниже, чем в контрольных. Для углеродистой стали С6 наблюдается понижение температуры перехода на 150° С. Магнитные свойства сталей С3 и С6 в результате ультразвуковой обработки не изменились.

Ультразвуковая обработка железо-алюминиевых сплавов Ю14 и Ю16 вызвала измельчение макро- и микрзерна и значительно улучшила деформируемость при горячей прокатке.

Механические испытания деформированного металла в температурном интервале 300—650° С показали, что при оптимальной температуре 600° С предел прочности обработанного ультразвуком сплава Ю14 повышается с 22 до 27  $\kappa\Gamma/\text{мм}^2$ , относительное удлинение с 12 до 32% (т. е. в 2,7 раза), а относительное сужение увеличивается с 15 до 48% (т. е. в 3,2 раза). В сплаве Ю16 при оптимальной температуре 550° относительное удлинение для обработанных ультразвуком слитков возрастает с 5 до 25% (т. е. в 5 раз), а относительное сужение повышается с 8 до 45% (т. е. в 5,5 раз). Временное сопротивление при этой же температуре увеличилось с 48 до 60  $\kappa\Gamma/\text{мм}^2$ , или на 25%.

Ультразвуковая обработка привела к некоторому улучшению магнитных свойств этих сплавов. Таким образом, воздействие ультразвука на все исследованные сплавы и стали ферритного класса способствовало устранению столбчатой структуры, измельчению макро- и микрзерна, повышению однородности слитка. Структурные изменения повлекли за собой существенные изменения механических и технологических свойств. Предел прочности в литом состоянии в исследованных материалах повысился на 20—60%, относительное удлинение в 3—5 раз, поперечное сужение — в 3—10 раз. После термической обработки и деформации различие в свойствах контрольных и обработанных слитков несколько уменьшается, но все же остается весьма заметным.

### § 3. Стали аустенитного класса

Влияние ультразвука на структуру и свойства сталей аустенитного класса исследовалось на сталях Х18Н9, Х25Н20, ЭП-168, 00Х20Н20М3 и ЭИ-787 (табл. 12). Это нержавеющие стали, которые находят широкое применение в промышленности. Их недостатком является сравнительно низкая пластичность при высоких температурах.

Для эффективной обработки сталей аустенитного класса (Х25Н20, 00Х20Н20М3, ЭП-168, ЭИ-787, Х18Н9) величина мощности ультразвука должна быть больше, чем при обработке сталей ферритного класса. Для измельчения структуры слитка сплава 00Х20Н20М3 весом 100 *кг* требуется к преобразователю подвести колебания мощностью 60—80 *квт*.

Очень низкой степенью обрабатываемости обладают стали типа Х18Н9, измельчение макроструктуры при выбранном уровне мощности наблюда-

<sup>1</sup> Работа проводилась совместно с В. Е. Неймарком и В. П. Овчаровым.

Таблица 12

## Химический состав сталей аустенитного класса, подвергнутых ультразвуковой обработке

Сталь	Содержание, %				
	C	Si	Mn	Cr	Ni
X18H9	≤ 0,14	≤ 0,80	2,00	16—18	8,0—11,0
X25H20	≤ 0,20	≤ 1,00	2,00	24—26	19—22
00X20H20M3	≤ 0,05	≤ 1,00	≤ 1,00	19—21	19—21

лось лишь в непосредственной близости к излучателю, а изменение в микроструктуре обработанных слитков по сравнению с контрольными было незначительным и заключалось в некотором измельчении дендритов.

Увеличение содержания никеля и хрома в стали повышает ее обрабатываемость. Это очевидно связано с понижением прочности растущих при затвердевании кристаллов по мере увеличения содержания никеля и хрома в стали. Так, прочность кристаллов стали X25H20 при температуре, близкой к линии солидус, равна  $0,68 \text{ кг/мм}^2$ , а в стали X18H9 — около  $2,45 \text{ кг/мм}^2$ .

Сравнительно высокой степенью ультразвуковой обрабатываемости обладают аустенитные стали с высоким содержанием марганца (Г13).

Структурные изменения в сталях привели к различию в механических свойствах контрольных и обработанных слитков (табл. 13). Таким образом, под воздействием ультразвука характеристики прочности ( $\sigma_b$ ) при комнатной температуре возрастают в 1,1—1,3 раза. Характеристики пластичности ( $\delta$ ,  $\psi$ ) стали X25H20 и стали X18H9 увеличиваются при комнатной и повышенной температуре в 1,3—1,6 раз. Ударная вязкость повышается в 1,2 раза.

Таблица 13

## Влияние ультразвука на механические свойства сталей аустенитного класса

Сталь	Температура испытания, °C	Условия кристаллизации	Предел прочности, $\sigma_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$	Ударная вязкость $a_H$ , кгм/см <sup>2</sup>
X18H9	20	Контр	52	31	65	—
		Узв	48	45	75	—
X25H20	20	Контр	46	25	44	13
		Узв	56	32	71	18
X25H20	950	Контр	8	16	25	9
		Узв	7	26	32	12

В различных участках слитка стали X25H20 исследовалась анизотропия механических свойств. В контрольных слитках механические свойства в значительной мере зависят от места и направления вырезки образцов. Наиболее высокие пластические свойства наблюдаются на образцах, вырезанных в направлении роста столбчатых кристаллов, а наиболее низкие — в местах стыка столбчатых зон и в верхней зоне слитка.

Механические свойства слитков, подвергнутых ультразвуковой обработке, практически не зависят от места и направления вырезки образцов. Так, деформируемость стали X25H20 исследовалась только при горячей прокатке клиновидных образцов, ибо пластические свойства этой стали

Таблица 14

## Допустимая степень обжатия при прокатке стали X25H20

Температура испытания, °С	Допустимая степень обжатия $Q_r, \%$	
	для контрольных образцов	для обработан- ных ультра- звуком
900	46	59
1000	42	67
1100	43	70
1200	41	72
1250	40	69

при комнатной температуре достаточно высоки даже при крупнозернистой столбчатой структуре. Определялась допустимая степень обжатия (табл. 14).

Как следует из таблицы, деформируемость стали X25H20 под воздействием ультразвуком возрастает в зависимости от температуры прокатки в 1,3—1,7 раза.

#### § 4. Стали карбидного класса и бористые

Ультразвуковой обработке подвергалась инструментальная сталь карбидного класса P18 (C — 0,7—0,8%; W — 17,5—19,0%; Cr — 3,8—4,4%; V — 1,0—1,4%). Предполагалось, что обработка уменьшит степень карбидной ликвации в стали, в результате чего возрастет стойкость изготавливаемого из этой стали режущего инструмента.

Слитки стали весом 1,5 кг выплавлялись в открытой индукционной печи. Ультразвуковая обработка производилась в изложницах. Мощность, подводимая к преобразователю, составляла 3 квт [29]. Зона столбчатых кристаллов уменьшилась и несколько измельчилось зерно в центре слитка. Исследование микроструктуры показало, что в обработанных слитках отсутствовали дендриты (рис. 28).

После термообработки литой стали по режиму, принятому для деформированного металла (закалка от 1280° С в масло с последующим часовым трехкратным отпуском при 560°), структурные различия между контрольным и обработанным образцами сохранились. Заметного влияния ультразвука на ледебуритную эвтектику и карбидную ликвацию в литой стали не выявлено.

Исследовалось влияние ультразвука на структуру и свойства бористых сталей, кристаллизующихся с образованием хрупкой фазы. Были выбраны стали X18H15P2, X18H10P2, X18H6Г9P2, X17P2 и ЭП-449 с содержанием бора 2—3% (табл. 15) [31].

Стали с большим содержанием бора деформируются плохо. Ультразвуковая обработка выбранных сталей должна была улучшить их технологическую деформируемость и выявить, насколько возможно получать из этих сталей готовые изделия (трубы, полосы).

Выплавлялись слитки весом 10—15 кг. Разливка в изложницу производилась при температурах 1350—1380 и 1500° С. Мощность, подводимая к преобразователю, составляла 20—30 квт. Стали обрабатывались в течение 4—5 мин. В результате ультразвуковой обработки при низкотемпературной (1360—1380° С) разливке излом макро- и микроструктуры сталей X18H15, X18H10, X17 с содержанием бора 2—3% почти не изме-



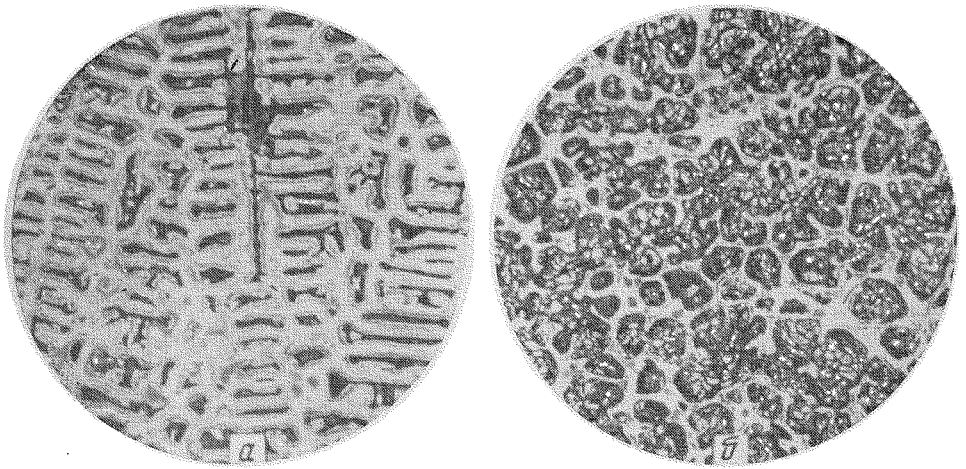


Рис. 28. Микроструктура стали P18.  $\times 100$

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

нился по сравнению с контрольными слитками. Структура излома обработанного слитка стали X18H6Г9P2-3 оказалась несколько мельче, чем у контрольного.

Незначительное влияние ультразвука на структуру сталей можно объяснить тем, что при низкотемпературной разливке не происходит дезактивации примесей, частички которых являются центрами кристаллизации и способствуют получению мелкокристаллической структуры контрольных слитков. Специальные опыты показали, что дезактивация примесей происходит при перегреве на  $150^\circ$  выше температуры кристаллизации.

Т а б л и ц а 15

Химический состав бористых сталей, подвергнутых ультразвуковой обработке

Сталь	Содержание, %							
	C	Si	Mn	Cr	Ni	Ti	Al	B
X18H15P2-3	0,03—0,05	0,5—0,7	0,5—0,9	17—19	14—15	—	—	2—3
X18H10P2-3	0,03—0,05	0,5—0,7	0,5—0,9	17—19	9—11	—	—	2—3
X18H6Г9P2-3	0,03—0,05	0,5—0,7	8—10	17—19	5—7	—	—	2—3
X17P2-3	0,03—0,05	0,5—0,7	0,5—0,9	16—18	—	—	—	2—3
ЭП-449	0,03—0,06	0,2—0,4	0,04—0,08	—	—	2,0—2,5	2,0—2,5	2—3

В связи с этим разливка части плавков производилась при  $1500^\circ$  С. Обработка ультразвуком при этой температуре дала существенное измельчение структуры слитков. Излом и макроструктура заэвтектических сталей X18H15, X18H10, X18H6Г9 и X17 в обработанных слитках становятся много мельче, чем в контрольных (рис. 29). На макрошлифах контрольных слитков заметна небольшая столбчатость, боридная фаза выделяется в форме игл длиной 5—10 мм, хаотично расположенных по сечению слитка. Макрошлиф обработанного слитка характеризуется мелкой, относительно однородной структурой. Боридная фаза имеет вид блестящих точек, столбчатость отсутствует (рис. 30). С увеличением количества бора от 2,9 до 3,4% измельчение боридной фазы при ультразвуковой обработке уменьшается.

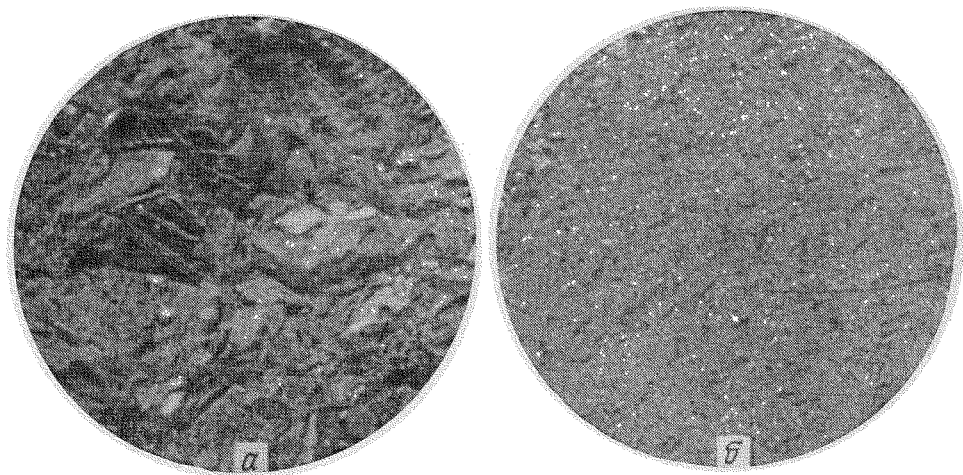


Рис. 29. Структура излома бористой стали X18N15P3.  $\times 8$   
*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

Структурные изменения в доэвтектических сталях даже при высокотемпературной разливке менее значительны. В сталях X17P2 и X18N15P2 макроструктура обработанных слитков несколько мельче, чем в контрольных. Небольшое различие наблюдается и в структуре изломов. Макроструктура доэвтектической стали X18N10P2 значительно мельче, чем в контрольном слитке. Структуры изломов различаются менее резко.

Металлографические исследования показали, что структуры контрольных и обработанных слитков стали ЭП-449 мало отличаются.

Исследование микроструктуры заэвтектической стали X18N15P3 показало, что в ней выпадает в большом количестве боридная фаза. В контрольном слитке в различных зонах выделения участки этой фазы имеют различную форму и ориентацию (рис. 31). Ультразвук сильно измельчает образующуюся фазу. Особенно значительно влияние обработки на периферии слитка; ближе к центру слитка также наблюдается значительное измельчение, однако количество боридной фазы несколько больше, чем на периферии слитка. Распределение боридной фазы в обработанных ультразвуком слитках оказывается значительно более равномерным.

Микроструктура матрицы под воздействием ультразвука также видоизменяется — эвтектика становится более тонкой по сравнению с контрольным слитком.

Микроструктуры сталей X18N10 и X18N679 исследовались в периферийной и центральной зонах слитка. В контрольном слитке, в зоне столбчатых кристаллов боридная фаза имеет вид вытянутых прутков, в центральной части слитка боридная фаза значительно утолщается.

В обработанном слитке структурных различий между периферийной и центральной зоной не наблюдается. Боридная фаза в результате обработки сильно измельчается.

Для более определенной оценки степени влияния ультразвука на структуру были проведены измерения длины частиц боридной фазы в контрольных и обработанных слитках и построены кривые распределения. Длина частиц боридной фазы в контрольных слитках оказалась в пределах от 2 до 10 мм, причем область наиболее вероятных значений соответствует длинам от 3 до 6 мм.

В обработанном слитке длина частиц боридной фазы ограничена в пределах от 0,5 до 1 мм. Максимум кривой распределения соответствует длине 0,6 мм.

Аналогичные изменения в микроструктуре наблюдаются и в заэвтектической стали X17P3. С понижением концентрации бора в слитке количество боридной фазы и размеры ее частиц уменьшаются. Изменения в микроструктуре доэвтектических сталей X18H15P2, X18H10P2 и X18H6Г9P2 под действием ультразвука несущественны. В контрольном слитке стали X17P2 легированный феррит имеет форму дендритов, в обработанном — он округлой формы. Микротвердость боридной фазы в контрольных и обработанных образцах стали X18H15P3 колеблется в пределах от 800 до 2000 *HV*, микротвердость матрицы в пределах 260—400 *HV*, причем микротвердость матрицы и фазы в контрольных образцах несколько выше, чем в обработанных. В стали X18H6Г9P3 твердость фазы была от 550 до 1400 *HV*, а матрицы от 260 до 560 *HV*.

Анализ химического состава боридной фазы показал, что ультразвук несколько меняет ее состав: в стали X18H15P3 количество бора и никеля в этой фазе уменьшается, а количество хрома увеличивается; в сталях X18H10P3 и X17P3 заметной разницы в химическом составе боридной фазы не наблюдается.

Ультразвуковая обработка существенно изменила механические свойства бористых сталей (табл. 16).

Прочность стали X18H15P3 в результате ультразвуковой обработки при комнатной температуре увеличилась на 50%. Пластические свойства литых бористых сталей оказались очень низкими до температуры 900° С. При температурах выше 900° относительное удлинение во всех сталях

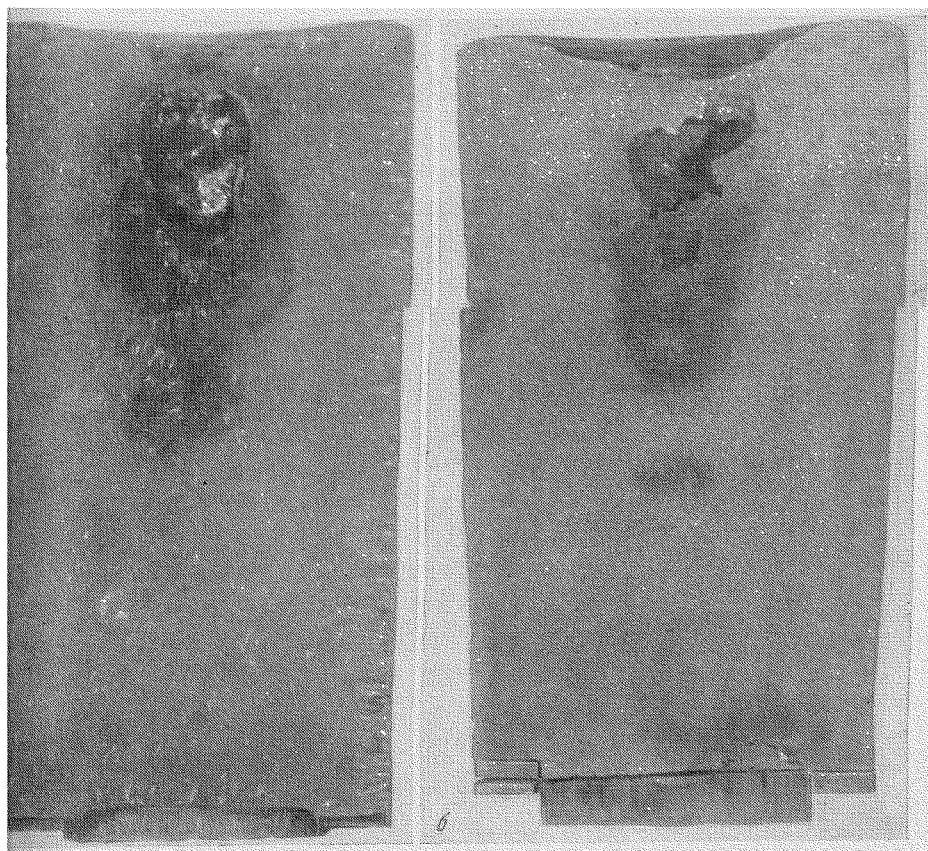


Рис. 30. Макроструктура бористой стали X18H10P3

а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

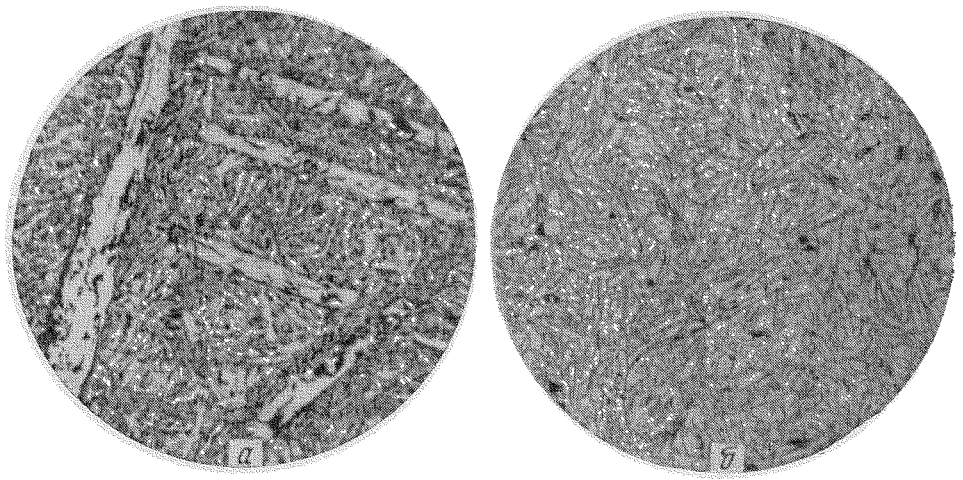


Рис. 31. Микроструктура бористой стали X18N15P3.  $\times 100$   
 а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

в результате ультразвуковой обработки возросло в 1,6—2,7 раза, а сужение поперечного сечения — в 3—10 раз. Определение допустимой степени обжатия  $Q_T$  проводилось при прокатке клиновидных образцов. Деформируемость обработанных ультразвуком образцов оказалась значительно выше, чем контрольных. При оптимальной температуре прокатки 1100—1150° С допустимая степень обжатия в стали X18N15P3 увеличивается на 75%, а в сталях X18N10P3 и X18N6Г9P3 — в 5—6 раз.

Таблица 16

Влияние ультразвука на механические свойства бористых сталей

Сталь	Температура испытания, °С	Условия кристаллизации	Предел прочности $\sigma_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Допустимая степень обжатия $Q_T$ , %
X18N15P3	20	Контр	27,0	0	0	—
		Узв	41,0	0	0	—
	900	Контр	18,0	3,0	0	—
		Узв	24,0	11,0	14,0	—
1100	Контр	7,0	14,0	14,0	16,0	
	Узв	6,0	34,0	41,0	28,0	
X18N10P3	1150	Контр	1,0	4,8	1,0	6,0
		Узв	2,5	8,0	3,6	37,0
X18N6Г9P3	1150	Контр	1,9	3,5	0,0	4,0
		Узв	3,2	9,5	11,0	20,0

Ультразвук не оказал заметного влияния на ударную вязкость заэвтектических бористых сталей.

Испытание образцов стали X18N15P3 на статический изгиб при температурах деформации показало, что температура перехода из хрупкого в пластическое состояние в обработанном слитке на 300° С ниже, чем в контрольном. В частности, при температуре 900° С образец из обработанного ультразвуком слитка изгибается на 55°, тогда как контрольный при изгибе более, чем на 25° разрушается.

Существенного различия в механических свойствах доэвтектических сталей X18H10P2, X17P2, обработанных ультразвуком, и контрольных слитков не обнаружено.

Изменение структуры бористых сталей повлекло за собой повышение технологической пластичности, что позволило впервые получить прессованием партию труб (рис. 32). Из этих же сталей были получены полосы толщиной 10, 5 и 2 мм на обычных прокатных станах.

Металлографические исследования деформированного металла показали, что боридная фаза в контрольном и обработанном слитках при деформации значительно измельчается. Механические свойства деформированного металла определялись при температурах 300, 550, 900, 1100° С (табл. 17). Интервал температур 300—550° С соответствует температуре эксплуатации труб, а интервал 900—1100° С — прокатке изделий, подвергнутых горячей прокатке.

Из табл. 17 ясно, что ультразвуковая обработка бористых сталей в процессе их кристаллизации приводит к некоторому изменению механических свойств в металле после пластической деформации. В температурном интервале 280—550° С образцы стали X18H10P2, обработанной ультразвуком, имеют более высокие показатели прочности, а в температурном интервале 900—1100° — более высокую пластичность.

Пластические свойства ( $\delta$  и  $\psi$ ) стали X18H15P3, обработанной ультразвуком, значительно увеличиваются, по сравнению с контрольной, при температурах 20, 300 и 600° С.

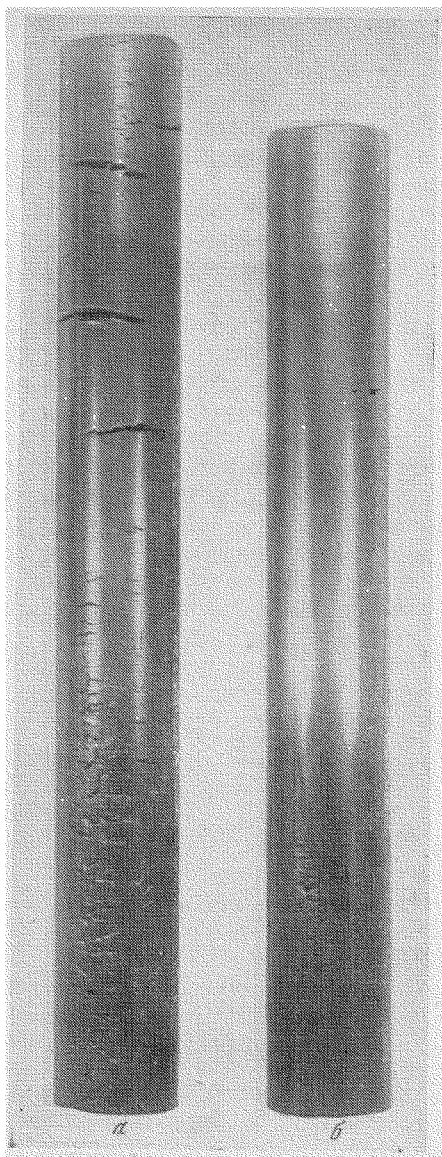


Рис. 32. Образцы труб из бористой стали

а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

Т а б л и ц а 17

Механические свойства деформированной бористой стали X18H10P2

Температура испытания, °С	Условия кристаллизации	Предел прочности $\delta_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Температура испытания, °С	Условия кристаллизации	Предел прочности $\delta_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %
280	Контр Узв	50	6	9	900	Контр Узв	17	19	28
		54	5	11			24	23	42
550	Контр Узв	48	6	12	1100	Контр Узв	3	25	34
		50	5	13			2	38	48

## § 5. Сплавы на основе цветных металлов

Ультразвуковой обработке были подвергнуты жаропрочные и коррозионностойкие сплавы на никелевой основе, сплавы с особыми магнитными свойствами на основе железа и кобальта, тугоплавкие сплавы на основе молибдена и вольфрама и легкие сплавы на основе алюминия и магния. Как и при обработке сталей, ставилась задача изучения структурных изменений, происходящих в сплавах в ультразвуковом поле, и сопоставление этих структурных изменений с определяемыми ими изменениями механических свойств материалов.

Влияние ультразвука на структуру и свойства жаропрочных и коррозионностойких сплавов на никелевой основе изучалось на марках ЭИ-661, Х20Н80, ЭИ-437БУ, ЭП-220, ЭП-109, ЭП-495, ЭП-567, «хастеллой Д»<sup>1</sup>. Эти сплавы обладают крупнокристаллической столбчатой структурой и весьма низкой деформируемостью. Предполагалось, что измельчение структуры в ультразвуковом поле улучшит деформируемость и тем самым повысит выход годного металла. Плавки сплава ЭИ-661 проводились в открытой индукционной печи, для ультразвуковой обработки использовался генератор на 10 *квт*. Под действием ультразвука наблюдалось значительное измельчение зерна и уменьшение зоны столбчатых кристаллов до 2—3 *мм*. В контрольных слитках ширина столбчатой зоны составляла 22—25 *мм* (иногда она доходила до центра слитка). При исследовании микроструктуры установлено, что в результате обработки в процессе кристаллизации выделяется большое количество хрупкой фазы, располагающейся по границам зерен и в междоусных пространствах. В некоторых участках эта фаза образует сплошную сетку. В контрольных слитках фаза выделяется в значительно меньшем количестве. Твердость выделившейся фазы (700—650 *HV*) выше твердости основного твердого раствора (450—500 *HV*).

Испытания на ударную вязкость литых образцов сплава ЭИ-661 в интервале температур деформации показали, что пластичность мелкозернистых слитков сохраняется на уровне контрольных крупнозернистых. Следует предположить, что ожидаемого в связи с измельчением зерна повышения пластичности не происходит из-за увеличения количества хрупкой фазы в обработанных слитках.

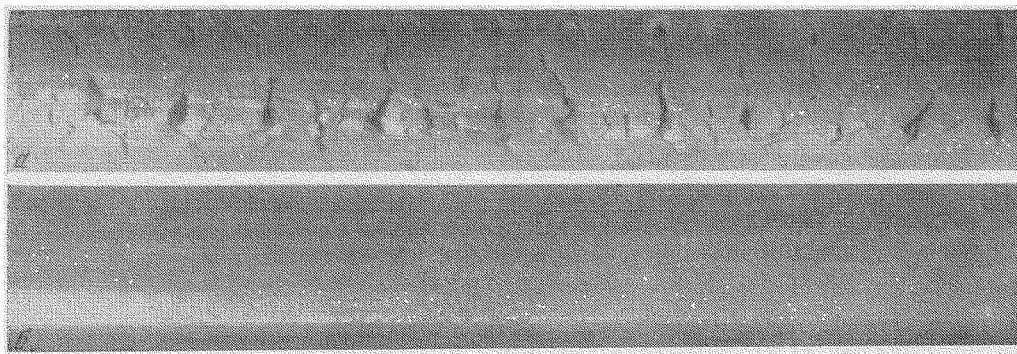
Опыты показали, что в процессе деформации выделившаяся фаза препятствует росту зерна и вызывает разнотернистость деформированного металла обработанного слитка. Уровень длительной прочности сплава ЭИ-661 (в деформированном состоянии) после обработки ультразвуком оказался в два раза ниже, чем у контрольного. Выплавка и ультразвуковая обработка сплавов Х20Н80, ЭИ-437БУ, ЭП-109 и др. производились в вакуумной дуговой печи ЦЭП-317. Выплавлялись слитки весом до 250 *кг*.

Для выбора оптимальных условий выплавки сплавов и их обработки ультразвуком подбирались значения скорости переплава и мощности колебаний. Эффект обработки оценивался по измельчению макроструктуры слитков. Скорость переплава варьировалась изменением электрического режима плавки. Мощность ультразвуковых колебаний оценивалась по величине мощности электрических колебаний, подводимых к преобразователю.

Анализ макроструктур слитков, обработанных ультразвуком, показал, что жаропрочные и коррозионностойкие сплавы на никелевой основе (Х20Н80, ЭИ-437Б, ЭП-109, ЭП-220, ЭП-496, ЭП-567, «хастеллой Д»)

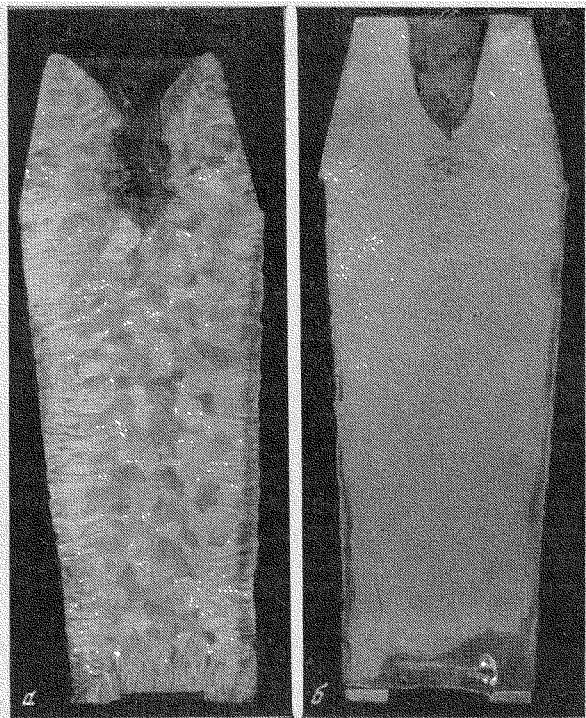
<sup>1</sup> Работа выполнялась совместно с Э. И. Беликовой, Л. А. Таракановым, Т. В. Свицуновой и др.





**Рис. 33.** Поверхность прутка ЭП-109, полученного при прокатке

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком



**Рис. 34.** Микроструктура сплава магниевого

*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

сравнительно хорошо обрабатываются ультразвуком; при оптимальной скорости выплавки  $\sim 1-1,3$  кг/мин и мощности ультразвука 30—60 кВт исчезает зона столбчатых кристаллов и существенно измельчается макро-структура по всей длине слитка.

Структурные изменения, происходящие в результате ультразвуковой обработки, приводят к улучшению механических свойств и технологической пластичности обработанных сплавов (табл. 18). Так, в сплаве Х20Н80 характеристики пластичности при температурах 1000—1100° С в результате обработки повысились в несколько раз. Допустимая степень обжатия при прокатке клиновидных образцов в сплаве ЭП-109 при температуре 1200° увеличивалась с 42% в контрольном слитке до 57% в обработанном (табл. 19). В сплаве ЭП-567 при температуре 1000° допустимое обжатие увеличилось с 20 до 32%. Обработанные ультразвуком слитки показали более высокую деформируемость при прокатке (ЭП-109) (рис. 33), ковке (ЭП-496, ЭП-567) и экструзии (ЭП-109, ЭП-220).

Т а б л и ц а 18

Влияние ультразвука на механические свойства сплавов на никелевой основе

Сплав	Температура испытания, °С	Условия кристаллизации	Предел прочности $\sigma_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Ударная вязкость $a_H$ , кгм/см <sup>2</sup>	Допустимая степень обжатия при прокатке $Q_T$ , %
Х20Н80	1100	Контр	5	7	2	—	—
	1100	Узв	4	19	9	—	—
ЭИ-437БУ	1150	Контр	—	—	—	7	42
	1150	Узв	—	—	—	11	57
ЭП-567	20	Контр	55	29	26	—	—
	20	Узв	66	57	52	—	—
	900	Контр	31	10	12	—	—
	900	Узв	25	25	38	—	—
	1100	Контр	11	6	5	—	22
	1100	Узв	12	25	16	—	27
Хастеллой Д	900	Контр	21	1,0	0	—	3
	900	Узв	20	5,0	3,0	—	16
	1100	Контр	0,5	2,5	0,5	—	1,5
	1100	Узв	1,5	9	10,0	—	18

Ультразвуковой обработке подвергли ряд сплавов, обладающих особыми магнитными свойствами. Магнитотвердые сплавы Н25Ю9 и магнито применяются в литом виде в качестве постоянных магнитов. Сплавы К65 и К50Ф2, обладающие высокой магнитострикцией и большим значением индукции насыщения, плохо деформируются при холодной прокатке.

В результате ультразвуковой обработки этих сплавов существенно измельчилось макрозерно и структура излома (рис. 34). Различие в микроструктуре контрольных и обработанных слитков было несущественным. Заметного влияния на механические и магнитные свойства указанных сплавов ультразвуковая обработка не оказала.

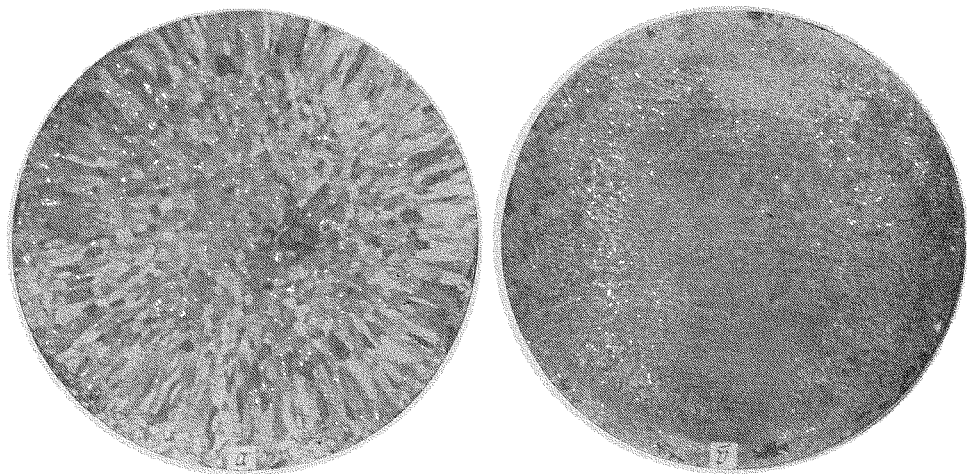
Т а б л и ц а 19

К оценке технологической деформируемости сплава ЭП-109

Температура прокатки, °С	Относительное обжатие $Q_T$ , %	
	для контрольных образцов	для обработанных ультразвуком
1000	30	33
1050	25	38
1100	49	54
1150	53	56
1200	42	57

Ультразвуковая обработка сплавов на основе молибдена и вольфрама проводилась во время выплавки в вакуумной дуговой печи. Выплавлялись слитки весом 10—16 кг. Для ультразвуковой обработки использовался генератор УЗГ-10 [32].





**Рис. 35.** Макроструктура сплава на основе молибдена  
 а — контрольный слиток; б — обработанный ультразвуком

При обработке сплавов на основе молибдена наблюдалось некоторое измельчение структуры металла и изменение направления роста столбчатых кристаллов (рис. 35), при обработке слитков вольфрама — некоторое измельчение зерна и увеличение растекаемости металла под действием ультразвука. Вследствие лучшей растекаемости существенно улучшилось качество поверхности слитка.

Обширный материал, относящийся к ультразвуковой обработке алюминия и его сплавов, собран в работе [28].

Ультразвуковая обработка чистого алюминия марки АВ000 привела к незначительному измельчению макро- и микрзерна. Наиболее существенное измельчение структуры наблюдалось в области, прилегающей к излучающему торцу волновода. Под влиянием ультразвуковой обработки алюминия, модифицированного титаном, более равномерно измельчилась макроструктура слитка, причем микрзерно уменьшилось более чем в 10 раз, а макрзерно — более чем в 40 раз. Ультразвуковая обработка изменила и механические свойства алюминия — предел прочности чистого алюминия увеличился на 6—10%, а при введении модификатора и ультразвуковой обработке — на 20—25% (табл. 20).

Макро- и микроструктуры бинарных сплавов системы алюминий—медь под действием ультразвука измельчались и однородность слитков повысилась. По мере увеличения концентрации меди от 2 до 38% эффективность обработки сплава повышалась, что, возможно, связано с расширением температурного интервала кристаллизации. Изменение структуры сплавов повысило их прочность и пластичность: предел прочности увеличился на 30—70%, удлинение на 30—60%. Ультразвуковое воздействие способствовало уменьшению степени внутриверной и дендритной ликвации. Степень ликвации оценивалась измерением микротвердости контрольных и обработанных образцов. Микротвердость в контрольных образцах характеризуется значительным разбросом вблизи границ зерен и в середине образца, тогда как после обработки ультразвуком микротвердость в середине и у границ образца зерна примерно одинакова.

При ультразвуковой обработке сплавов бинарной системы алюминий—марганец наблюдалось измельчение зерна твердого раствора во всех исследованных сплавах. В тех случаях, когда содержание марганца выше эвтектического и в сплаве при затвердевании в первую очередь начинает

Т а б л и ц а 20

Влияние ультразвука на механические свойства алюминия и его сплавов [28]

Состав и марка стали	Условия кристаллизации	Предел прочности $\sigma_b$ , кг/мм <sup>2</sup>	Относительное удлинение $\delta$ , %	Относительное сужение $\psi$ , %	Твердость HV
AV000	Контр	5,41	48	—	17,2
	Узв	7,00	52	—	19,7
Al+2%Cu	Контр	11,2	32	—	—
	Узв	13,3	28	—	—
Al+6%Cu	Контр	13,6	4,0	—	61,9
	Узв	17,1	4,0	—	62,3
Al+4%Mn	Контр	17	11,0	—	—
	Узв	21	15	—	—
AL40	Контр	16	5	—	64
	Узв	21	6	—	75
AL20	Контр	19	5	6	72
	Узв	21	11	12	76

выделяться интерметаллидное соединение  $Al_6Mn$ , степень измельчения уменьшается. Ультразвук оказывает еще существенное влияние и на структуру и размер первичных кристаллов интерметаллидов: вместо строчечных, занимающих все поле шлифа кристаллов, образуются мелкие полиэдры, равномерно расположенные по шлифу. Анализ показывает, что в результате ультразвукового воздействия средние размеры интерметаллидов уменьшаются в 45—50 раз при медленной кристаллизации и в 5—9 раз — при ускоренной.

При содержании марганца, отвечающем эвтектическому, ультразвук вызывает замену эвтектической структуры заэвтектической с измельченным зерном и дисперсными выделениями интерметаллидов.

Ультразвуковая обработка слитков и отливок из сплавов промышленных марок AL20, AL40 и др. также вызвала структурные изменения и повысила их механические свойства. Так, в сплаве AL40 прочность на разрыв и твердость в литом состоянии увеличилась на 20—25%, а в термообработанном — на 25—27%. Аналогичные результаты были получены при литье отливок из сплава AL19.

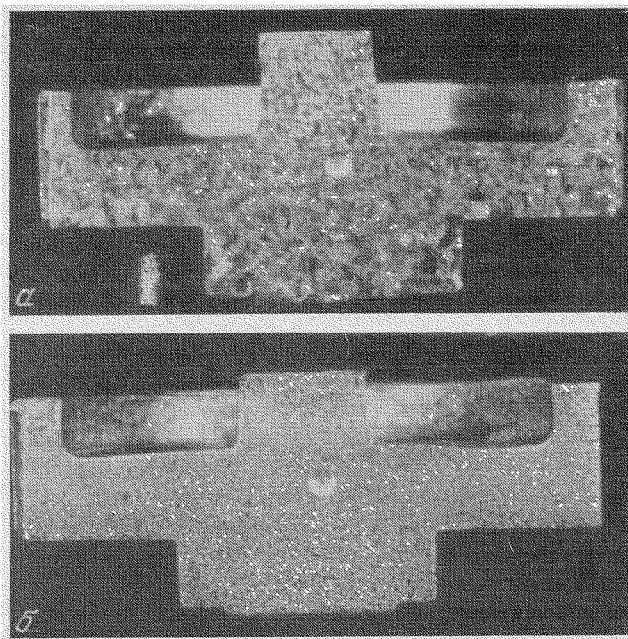
Исследование влияния ультразвука на процессы развития зональной ликвации показало, что воздействие колебаний в значительной степени снижает ликвацию циркония, титана, хрома, марганца, т. е. добавок, значительно отличающихся по плотности от алюминия.

Влияние ультразвука на кристаллизацию сплавов на основе алюминия мы исследовали на марках AL20 (сложный сплав на основе системы Al—Cu—Ni—Si—Fe) и силумине (с 14% Si)<sup>1</sup>.

При выплавке силумина в качестве модификатора был использован натрий, вводимый в расплав в количестве 0,1% непосредственно перед разливкой.

Если макроструктура необработанного слитка состоит из крупных сегрегаций избыточного кремния на фоне довольно грубой эвтектики, то после ультразвуковой обработки и введения модификатора кристаллы кремния диспергируются и равномерно распределяются по всему сечению

<sup>1</sup> Работа выполнялась совместно с Г. И. Эскиным.



**Рис. 36.** Макроструктура сплава АЛ20  
*а* — контрольная отливка; *б* — обработанная ультразвуком

слитка. Введение модификатора изменяет форму избыточных кристаллов кремния, но структура эвтектики остается довольно грубой. Совместное действие ультразвука и модификатора привело к образованию псевдоэвтектической структуры без избыточных кристаллов кремния, характерных для данного сплава. Несмотря на существенные структурные изменения, механические свойства сплава изменились незначительно.

Сплав АЛ20 обрабатывался ультразвуком при разливке в изложницу и при разливке в специальную форму довольно сложной конфигурации. Значительно измельчилось макрозерно (в 4—5 раз по сравнению с контрольным), причем весьма существенно, что равномерное измельчение зерна наблюдалось во всей отливке; это свидетельствует об относительно равномерном распределении диффузного поля ультразвуковых колебаний в объеме расплава (рис. 36).

Измельчение структуры привело к некоторому изменению механических свойств сплава. Из данных табл. 20 видно, что предел прочности сплава в результате обработки ультразвуком повысился незначительно, тогда как характеристики пластичности возросли значительно больше ( $\delta$  — на 95%,  $\psi$  — на 100%).

Ультразвуковой обработке был подвергнут сплав МА8 на основе магния [33]; он относится к деформируемым магниевым сплавам системы Mg—Mn и обладает хорошей свариваемостью, высоким сопротивлением коррозии и повышенной прочностью. Существенный недостаток сплава заключается в крупнозернистости слитков, вследствие чего при прокатке появляются трещины.

Обработка слитков сплава МА8 (весом от 1 до 15 кг) вызвала измельчение макро- и микрзерна, полностью исчезла неоднородность в размерах зерна и столбчатость, резко выраженные в контрольных слитках, предел прочности возрос с 9 до 14 кг/мм<sup>2</sup>, удлинение — с 9 до 15%, допустимая степень обжатия увеличилась с 23 до 69%. Допустимое обжатие определялось при прокатке клиновидных образцов при температуре 450°С.

Как видно из табл. 20, величина предела прочности и удлинение в обработанных слитках превышают эти же показатели в контрольных слитках на 50—60%, а допустимая степень обжата увеличивается в 3 раза.

Исследование содержания газа в контрольных и обработанных слитках показало, что даже при непродолжительной обработке сплава упругими колебаниями резко уменьшается содержание водорода. Ниже приведено влияние ультразвуковой обработки на содержание водорода в сплаве МА8:

Время обработки, мин	0	1	2	3
Содержание водорода, см <sup>3</sup> /100 г	53	23	20	20

Введение в расплав модификатора (0,05% молибдена в виде алюмини-ево-молибденовой лигатуры) и ультразвуковая обработка усилили измельчение макро- и микрзерна в слитке и способствовали дальнейшему повышению прочностных и пластических характеристик сплава.

Таким образом, исследование сталей и сплавов различных типов показало, что во всех случаях ультразвук вызывал структурные изменения в обрабатываемых материалах, улучшающие, как правило, их механические и технологические свойства.

Наиболее существенные изменения структуры и свойств под действием ультразвука наблюдались в сталях ферритного класса и сталях, кристаллизующихся с образованием твердой и хрупкой фазы, в сплавах на основе никель—хрома, никель—молибдена, алюминия и магния.

Для обработки этих сплавов требуется меньшее количество ультразвуковой энергии, чем для углеродистых, низколегированных и аустенитных сталей.

Отсутствие данных о физических и механических свойствах вблизи температуры плавления для многокомпонентных промышленных сплавов затрудняет оценку их обрабатываемости в зависимости от состава и типа, однако можно сказать, что более высокой степенью ультразвуковой обрабатываемости обладают сплавы с низкой прочностью растущих кристаллов и широким температурным интервалом кристаллизации.

## Глава 3

### ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕГОСЯ РАСПЛАВА

#### § 1. Методы обработки расплавов ультразвуком

Методы обработки определяются способами введения колебаний в расплав, которые в свою очередь связаны с процессами получения слитков, и именно с такими, для которых целесообразно и возможно применение ультразвуковой обработки (кристаллизация слитков в изложницах, вакуумная дуговая плавка с расходуемым электродом, электрошлаковый переплав, непрерывная и полунепрерывная разливка). В соответствии с особенностями этих процессов можно указать на следующие реальные

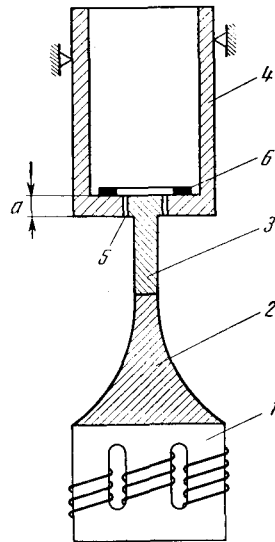
способы введения колебаний [35]: в нижнюю или в верхнюю часть расплава при обработке слитка, кристаллизующегося в изложнице; промежуточная обработка слитка; через затравку при дуговом или электрошлаковом переплавах; в верхнюю часть расплава при непрерывной и полунепрерывной разливке. Во всех способах общим является то, что колебания вводятся непосредственно в расплав, а изложница или кристаллизатор в колебательном процессе не участвуют, т. е. исключаются из колебательной системы. Эффективность способа, при котором вся изложница в целом входит в колебательную систему, очень мала и он может быть применен лишь в отдельных случаях для обработки очень малых объемов расплава.

На рис. 37 показана схема введения упругих колебаний в нижнюю часть кристаллизующегося расплава. Излучатель вводится в отверстие в дне изложницы с небольшим зазором (порядка десятых долей миллиметра), гарантирующим от проникновения расплавленного металла. Защитное кольцо (из металла) служит для предотвращения привара нижнего торца слитка к дну изложницы. Такой привар возможен потому, что температура разлива при обработке ультразвуком несколько выше, чем при обычной разливке.

При правильном выборе параметров колебательной системы последняя должна обеспечить необходимые энергетические условия обработки расплава и требуемый температурный градиент между расплавом и преоб-

**Рис. 37.** Введение колебаний в нижнюю часть расплава

1 — магнитострикционный преобразователь; 2 — согласующий концентратор; 3 — волновод; 4 — изложница; 5 — излучатель; 6 — защитное кольцо

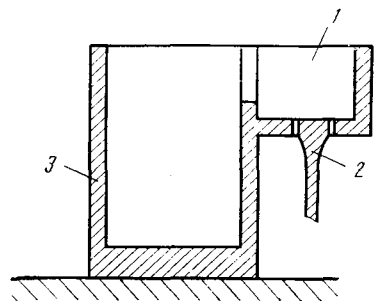
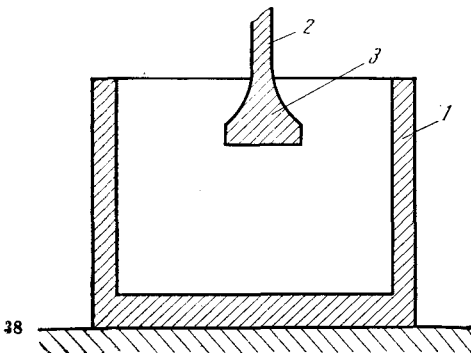


**Рис. 38.** Введение колебаний в верхнюю часть расплава

1 — изложница; 2 — волновод; 3 — излучающее звено

**Рис. 39.** Промежуточная обработка расплава

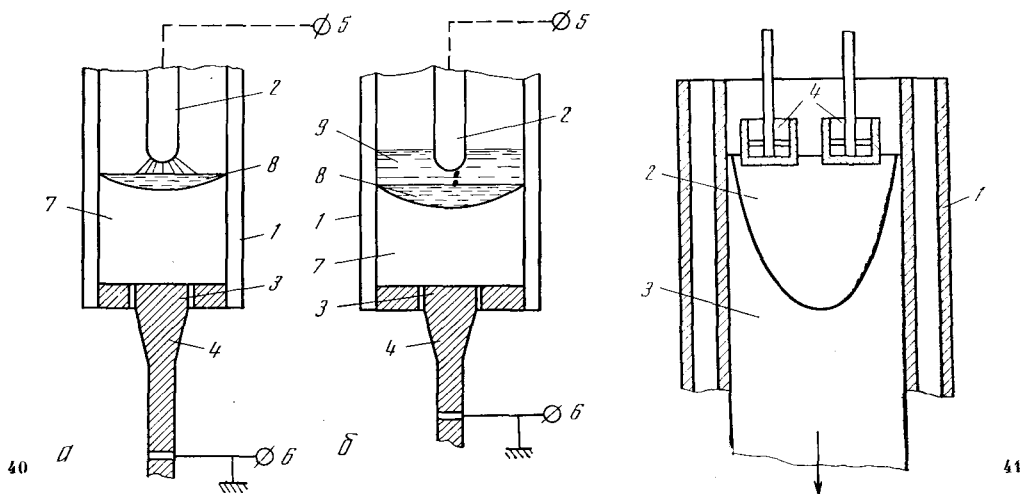
1 — промежуточный объем; 2 — волновод; 3 — изложница



37

38

39



**Рис. 40.** Введение колебаний через затравку при дуговом (а) и электрошлаковом (б) переплавах с расходуемым электродом

1 — водоохлаждаемый кристаллизатор; 2 — расплавляемый электрод; 3 — излучающее звено; 4 — волновод; 5, 6 — клеммы подвода тока; 7 — затвердевшая часть (слиток); 8 — расплавленная зона (металлическая ванна); 9 — шлаковая ванна

**Рис. 41.** Введение колебаний при непрерывной или полунепрерывной разливке

1 — водоохлаждаемый кристаллизатор; 2 — жидкая лунка; 3 — закристаллизовавшаяся часть слитка; 4 — водоохлаждаемые излучатели

зователем. Обычно преобразователь и часть концентратора охлаждается проточной водой (на фигуре не показано).

На рис. 38 приведена схема введения ультразвуковых колебаний в верхнюю часть расплава. Схема обработки колебаниями в промежуточном объеме приведена на рис. 39. Излучатель вводится снизу, кристаллизующийся расплав непрерывно в процессе обработки выливается в изложницу. Колебание можно вводить в промежуточные объемы не снизу, а сверху, возможна также такая обработка, когда излучатель вводится не в промежуточный объем, а в струю заливаемого в изложницу металла.

Схема введения ультразвуковых колебаний при обработке слитков, выплавляемых в дуговых и электрошлаковых печах, показана на рис. 40. Колебания излучателя вводятся через наплавленную, т. е. закристаллизовавшуюся часть металла. Излучатель связан через волновод с колебательной системой и преобразователем (не показан). Излучатель жестко связан с наплавленной частью металла и является нижним электродом, заземляемым через контакт. Как известно, расплавление электрода при дуговом переплаве происходит под влиянием тепла, создаваемого электрической дугой между электродом и частью слитка. По мере расхода электрода зона закристаллизовавшегося металла растет, образуя слиток, а электрод непрерывно опускается, причем расстояние между ними и слитком остается неизменным. Процесс переплава происходит в вакууме, в водоохлаждаемом кристаллизаторе. В отличие от дугового переплава, при электрошлаковом переплаве тепло разливается в результате пропуска тока через шлаковую ванну, через которую падают капли расплавленного металла. Как и при дуговом переплаве, электрод по мере роста слитка непрерывно опускается. Этот процесс не требует создания вакуума в кристаллизаторе. На приведенных схемах (см. рис. 40) не отражены решения, связанные с такими важными вопросами, как обеспечение вакуума в кристаллизаторе при вводе колебаний (в случае дугового переплава),

акустическая развязка колебательной системы и кристаллизатора, способ выемки слитков, а также некоторые другие конструктивные особенности ввода.

На рис. 41 схематически показан вариант введения упругих колебаний при непрерывной или полунепрерывной разливке. Водоохлаждаемые излучатели, связанные с возбуждающими их волноводными системами (не показаны), погружаются через зеркало расплава на небольшую глубину в лунку; по мере образования слиток непрерывно вытягивается вниз, кристаллизатор охлаждается водой.

Водоохлаждаемые излучатели, режим их работы и способы связи с волноводной системой подробно рассмотрены в первой книге настоящей монографии [17].

## § 2. Введение ультразвука в нижнюю часть расплава при кристаллизации слитка в изложнице

Обработка расплава (см. рис. 37) начинается с того момента, когда первые порции жидкого металла достигают излучателя. Как только началась разливка и по мере заполнения изложницы металл кристаллизуется, как обычно, от стенок и дна изложницы, т. е. от границ, где имеется наибольшее переохлаждение. В отличие от кристаллизации в «спокойном» состоянии, вследствие воздействия ультразвуковых колебаний в расплаве возникает перемешивание и интенсифицируются процессы теплообмена, температура в объеме расплава несколько выравнивается и это приводит, с одной стороны, к некоторому ускорению снятия перегрева, а с другой — к выравниванию по объему областей-переохлаждения. Таким образом, условия для транскристаллизации затрудняются или вообще исключаются.

Все это создает более или менее благоприятное условие для объемной кристаллизации. Однако в непосредственной близости к стенкам, дну изложницы и к излучателю, благодаря зонам переохлаждения возникает быстрозатвердевающая часть слитка, которая, кроме обычного тонкого слоя мелкозернистых кристаллов, может иметь небольшую столбчатую зону. Толщина этой зоны зависит от условий теплоотвода, предварительного нагрева изложницы и температуры разливки. При введении колебаний в расплав важную роль играет часть слитка, соприкасающаяся с излучателем. Возможны три варианта: а) в самом начале кристаллизации под влиянием ультразвука слиток приваривается к излучателю, причем приваривание происходит по всей поверхности излучателя или по некоторой ее части; б) в начале и некоторое время в процессе обработки в небольшой зоне (в «придонном» слое) под излучателем сохраняется жидкая фаза вследствие разрушения (диспергирования) возникающих кристаллов и выноса их радиационным давлением в основной объем расплава. Жидкое состояние «придонного» слоя поддерживается поступающей в его зону жидкой фазой из верхней еще незакристаллизовавшейся части расплава; в) в начале кристаллизации образуется «корочка» без приваривания к излучателю, т. е. между нижней затвердевшей частью слитка и излучателем имеется воздушная прослойка и точечные контакты соприкасающихся неровных поверхностей металла и излучателя. В случае приваривания последний оказывается надежным акустическим контактом между излучателем и остальной частью расплава. При этом существует и «придонный» слой, аналогичный рассмотренному выше, но этот слой располагается между затвердевшей, приварившейся к излучателю частью слитка и остальной кристаллизующейся частью расплава. Возникающие и растущие кристаллы разрушаются в этом случае на границе кристаллизующейся части слитка.

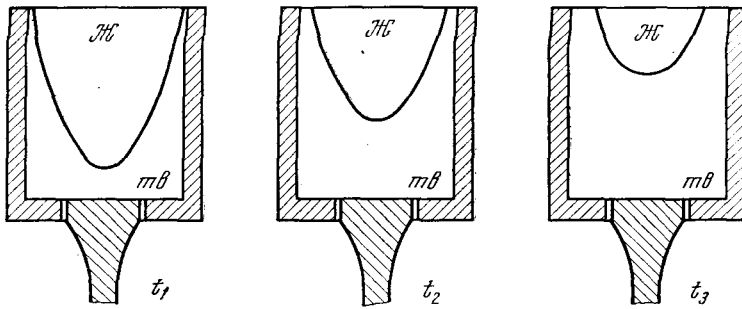


Рис. 42. Зонная обработка слитка

Если приваривания нет, то акустический контакт с излучателем осуществляется через «придонный» жидкий слой, пока он существует. Обычно этот слой затвердевает до полной кристаллизации всего слитка, поэтому обработка ультразвуком всего расплава может быть осуществлена лишь в том случае, если в конце концов (после того, как придонный слой перестал существовать) происходит приваривание слитка. Если этого нет и «придонный» слой не успевает возникнуть, т. е. если образуется воздушная прослойка между излучателем и поверхностью слитка, акустический контакт не возникает и обработка невозможна. Обеспечение режимов, соответствующих случаям а) и б), требует достаточной интенсивности вводимых колебаний и определенных условий (температура разливки, степень теплоотвода от стенок и дна изложницы и излучателя и другие).

В рассматриваемом методе введения колебаний весь расплав, начиная с первых его порций, оказывается обработанным с момента заливки металла в изложницу. Процесс кристаллизации слитка при вводе ультразвука снизу связан с возникновением некоторых характерных зон. Соответственно можно говорить о «зонной» обработке слитка.

На рис. 42 схематически изображены для различных моментов времени ( $t_1 < t_2 < t_3$ ) границы между твердой и жидкой фазами. Следует заметить, что границы жидкой фазы, благодаря выравнивающему действию колебаний на температуру, таковы, что лунка жидкого металла оказывается менее вытянутой, чем если бы металл кристаллизовался без воздействия упругих колебаний. Если по истечении времени  $t_1$  слиток успевает привариться к излучателю, то к этому времени область измельчения зерна будет совпадать с областью, ограниченной зоной кристаллизации, т. е. с затвердевшей частью слитка. Если величина этой области такова, что приварившаяся (твердая) часть слитка не внесет заметной расстройки волноводной системы или же мощность источника колебаний окажется достаточной, чтобы компенсировать уменьшение излучаемой мощности вследствие указанной расстройки, то к моменту  $t > t_1$  упругие колебания будут обрабатывать и остальную жидкую зону слитка. Если, например,  $t = t_2$ , то зона обработанной и закристаллизовавшейся части слитка соответственно увеличится ( $t_2$  на рис. 42). Так будет до тех пор, пока к некоторому моменту времени затвердевшая часть не окажется настолько значительной, что оставшаяся жидкая часть не сможет быть эффективно обработана, и эта часть после ее кристаллизации будет иметь крупнозернистую структуру. Зонная обработка связана с возможностью возникновения такого вредного явления, как разрыв слитка, возникающий вблизи излучателя (явления разрыва слитков будут далее рассмотрены особо). Поэтому следует стремиться к тому, чтобы вместо зонного имелось объемное затвердевание, при котором в каждый момент времени



средняя концентрация твердой фазы во всех элементах объема остается постоянной. Для этого необходимы: а) одинаковый теплоотвод по высоте изложницы; б) интенсивное выравнивание температуры в объеме расплава; в) равномерное распределение примесей. Первое условие в известной степени может быть обеспечено выбором переменной толщины стенок изложницы и соответствующей ее теплоизоляцией. Второе условие может быть выполнено выбором достаточно высокой температуры разлива, а также интенсивным воздействием ультразвука на расплав. Что касается третьего условия, то при достаточной интенсивности и диффузности ультразвукового поля в расплаве оно в известной степени может быть выполнено за счет выноса в расплав диспергированных кристаллов, «обломки» которых являются новыми центрами кристаллизации. Важным фактором, обеспечивающим приближение к условиям объемной кристаллизации, является деформация под действием колебаний жидкой лунки. Как было указано выше, жидкая фаза вследствие перемешивания и выравнивания температуры приобретает более благоприятные условия для объемной кристаллизации. Чем позднее возникает приваривание, тем лучше и однороднее будет обработка. В малых слитках зональность кристаллизации выявлена слабее и роль ее менее существенна.

Как следует из изложенного, недостатки рассмотренного метода заключаются в понижении эффективности обработки более высокорасположенных слоев вследствие зонного затвердевания слитка, уменьшении эффективности работы колебательной системы при приваривании слитка, необходимости обработки одновременно всего расплава (это приводит к необходимости применения значительных мощностей при увеличении развеса слитка). Достоинством этого метода является простота его реализации при обработке небольших слитков (до 60—100 кг).

### **§ 3. Введение ультразвука в верхнюю часть расплава при кристаллизации в изложнице**

Непременным условием обработки в этом варианте (см. рис. 38) является такой тепловой режим, при котором усадочная раковина и затвердевание верхней части слитка не возникают до конца кристаллизации основного объема расплава. Для этой цели необходимо обеспечить замедленный теплоотвод от верхней части изложницы. При обработке сверху по существу имеется лишь один этап — воздействие на жидкую фазу при непрерывном изменении ее объема. Таким образом, хотя зональное затвердевание слитка наблюдается и здесь, однако оно не нарушает эффективности обработки. В этом заключается главное преимущество этого метода. Вторым преимуществом является исключение возможности затекания расплава в зазор между излучателем и отверстием в дне изложницы. Так как по мере кристаллизации объем жидкой лунки непрерывно уменьшается, то эффективность обработки при этом не падает.

Однако рассматриваемый метод имеет ряд недостатков: а) обработка расплава начинается не в момент его разлива, а позднее, когда уровень расплавленного металла достигает излучателя. Таким образом, часть металла, прилегающего к стенкам и дну изложницы, успевает закристаллизоваться до того, как осуществится акустический контакт излучателя с расплавом. В результате время обработки более низких слоев меньше, чем вышележащих, соответственно отличается и эффективность их обработки. Такому положению содействует также то, что объем жидкой лунки в процессе кристаллизации уменьшается, верхние слои обрабатываются при большей интенсивности колебаний и имеют поэтому заметно более мелкое зерно, чем остальная часть слитка; б) как было указано ранее, необходимо, чтобы излучатель был погружен в жидкую фазу до конца

обработки всего расплава, т. е. до полного затвердевания слитка. Поэтому излучатель должен не разрушаться в жидком металле и не нарушать своих акустических параметров. В этом случае<sup>1</sup> возможно применение водоохлаждаемого излучателя или излучателей из материалов, которые не расплавляются и не растворяются в обрабатываемом расплаве. Однако до окончания кристаллизации всего объема образуется усадочная раковина и происходит затвердевание верхней части, в результате чего нарушается необходимый контакт излучателя с кристаллизующимся расплавом. Так как излучатель, погруженный в расплав, увеличивает теплоотвод, то верхняя часть слитка, поражаемая усадочной раковиной, оказывается большего размера, чем в отсутствие излучателя. Очевидно целесообразно непрерывно опускать излучатель для поддержания контакта с жидкой фазой. Для наиболее эффективного воздействия на кристаллизацию необходимо обеспечить такой тепловой и энергетические режимы, чтобы на поверхности излучателя путем регулировки теплоотвода температура была не намного ниже температуры кристаллизации, а образующийся на нем слой кристаллов интенсивно разрушался. При таком режиме обеспечивается длительное существование жидкой фазы в области, прилегающей к излучателю, а источники диспергированных кристаллов располагаются около поверхности излучателя, что повышает эффективность воздействия на кристаллизацию в той части, в которой оно зависит от механизма диспергирования. Такой режим, однако, весьма критичен и требует регулируемого изменения величины теплоотвода от излучателя по мере изменения температуры расплава.

#### § 4. Обработка кристаллизующегося слитка в промежуточном объеме

В этом методе металл непрерывно обрабатывается по мере его заливки в изложницу. Естественно, что при этом возможно воздействовать на кристаллизацию слитков достаточно больших размеров, так как ультразвуковые колебания обрабатывают расплав отдельными небольшими его порциями. Этот метод особенно важен при обработке отливок, т. е. различных изделий более или менее сложной формы. Возможности ультразвукового воздействия на кристаллизацию отливок введением колебаний непосредственно в литейную форму в ряде случаев весьма ограничены вследствие сложной конфигурации отливки или большого ее объема. Поэтому промежуточная обработка металла в процессе разлива в форму имеет большой практический интерес. Рассматриваемый метод не имеет недостатков, связанных с зональным затвердеванием, однако для этого необходимо обеспечить определенные условия, основным из которых является применение неразрушающегося излучателя. Очевидно такой метод применим не для чистых металлов, а для сплавов, обладающих достаточным температурным интервалом кристаллизации, в котором должна происходить обработка. При этом требуется более строгое, чем при других методах, соблюдение температурного режима разлива. Сильный перегрев не обеспечивает этап кристаллизации в промежуточном объеме, а низкая температура расплава приводит к заполнению основной изложницы недостаточно обработанным расплавом. Скорость разлива тоже должна быть строго выдержанной, при слишком большой скорости обработка может оказаться неэффективной, а малая скорость снижает производительность и может вызвать неоднородность слитка (слоистость); кроме того, температура струи металла, поступающей в промежуточную изложницу, может существенно уменьшиться к концу обработки, следствием чего явится неодно-

<sup>1</sup> Это указывалось и в части IV первой книги настоящей монографии.

родность структуры. Все это ограничивает развес слитка и виды сплавов, которые могут быть эффективно обработаны таким методом. Следует также указать на некоторые возможности применения этого метода для сплавов с малым температурным интервалом кристаллизации и даже для металлов. Так, этот метод целесообразен в том случае, когда обрабатываемые ультразвуком сплавы или металлы содержат нерастворимые примеси (например, в виде тугоплавких окислов), которые, как это уже указано, активируются в ультразвуковом поле и становятся центрами кристаллизации. Такие примеси фактически всегда присутствуют в достаточном количестве в технических сплавах и металлах, однако не следует допускать значительного перегрева расплавов, так как это приводит к дезактивации примесей.

### **§ 5. Введение ультразвука в верхнюю часть расплава при непрерывной разливке**

При этом методе объем лунки остается постоянным, как и температура жидкой фазы, в течение всего периода обработки. Поэтому этот метод лишен недостатков, присущих способу введения ультразвуковых колебаний в верхнюю часть кристаллизующегося в изложницах слитка. Условия обработки колебаниями в данном случае существенно отличаются от условий при обработке слитка, отливаемого в стационарных изложницах: а) в каждый момент обрабатывается не весь объем вытягиваемого слитка, а лишь некоторая небольшая его часть, и именно та, которая кристаллизуется; б) положения уровня и нижней границы жидкого металла остаются постоянными (в допустимых пределах колебаний) в течение всего времени вытягивания слитка. Процесс воздействия по существу сосредоточен у границы жидкой и твердой фаз, поэтому механизм, определяющий воздействие ультразвука на формирование структуры слитка, в данном случае определяется описанными ранее процессами на фронте кристаллизации.

Как показали наши исследования на модельных жидкостях, в объеме лунки реальной конфигурации на частотах около  $20 \cdot 10^3$  *гц* возникает диффузное поле. Это обстоятельство следует учитывать при выборе количества излучателей и величины излучающей поверхности и при энергетической оценке этого метода обработки. Из изложенного следует, что применительно к полунепрерывному и непрерывному литью обработка колебаниями весьма рациональна, поскольку при этом возможна последовательная обработка кристаллизующегося металла и необходимая мощность ультразвуковых колебаний определяется только тем объемом металла, который кристаллизуется в единицу времени, т. е. сравнительно невелика.

### **§ 6. Введение ультразвука через затравку при вакуумном дуговом переплаве (ВДП) и при электрошлаковом переплаве (ЭШП)**

В этом методе (см. рис. 40) акустический контакт с расплавленным металлом обеспечивается в течение всего периода плавки и обработки ультразвуком, поэтому нетрудно поддерживать жидкий «придонный» слой, обеспечивающий необходимый акустический контакт с излучателем, а следовательно, нет и проблемы создания неразрушающегося излучателя, ибо непосредственно с жидким металлом излучатель соприкасается очень недолго.

Другое преимущество такого метода обработки заключается в незначительном количестве одновременно обрабатываемого расплава, опреде-

ляемом кристаллизующимся в единицу времени объемом металла. Указанный объем, очевидно, соответствует скорости расплавления электрода и его поперечному сечению. В результате указанных преимуществ имеется возможность применять относительно небольшие мощности ультразвуковых колебаний для обработки слитков, получаемых при ЭШП и ВДП в полупромышленном и промышленном масштабах. Обработка ультразвуковыми колебаниями слитков, получаемых с помощью указанной технологии, имеет, однако, ряд особенностей и затруднений, в определенной степени уменьшающих эффективность указанных преимуществ и требующих применения ряда мер и соблюдения специальных условий.

Рассмотрим эти особенности.

Для простоты примем, что в выплавляемых слитках, возбуждаемых ультразвуковыми колебаниями, устанавливается приблизительно плоская волна. (В дальнейшем мы учтем возможность существования диффузного поля.) Наплавляемая верхняя часть слитка нагружена на расплавленный металл в объеме лунки. Область слитка, прилегающая к жидкому металлу, находится при температуре, близкой к температуре плавления, поэтому упругость металла в этой области мала, а внутренняя вязкость, определяющая значения потерь упругих колебаний, — велика. Таким образом, слиток на своем конце имеет область заметных потерь. Кроме того, вследствие потерь в слитке вдоль пути распространения колебаний, последние испытывают затухание, в результате чего в слитке не возникает чисто стоячей волны. Вследствие малости волновой длины участка на конце слитка, имеющего температуру, близкую к температуре плавления, можно принять, что основное затухание на всей длине слитка определяется показателем затухания  $\beta$  материала слитка при некоторой средней его температуре <sup>1</sup>.

Примем, что на конце слитка имеется активная нагрузка  $R_n$ , определяемая удельным волновым сопротивлением жидкого металла ( $W_x$ ). Тогда коэффициент бегущей волны в слитке будет

$$k_s = \frac{R_n}{S W_x} = \frac{W_x}{W_t},$$

где  $W_t$  — удельное волновое сопротивление твердого металла;  $S$  — площадь поперечного сечения слитка.

Для рассматриваемого случая можно написать выражения, описывающие распределение колебательных величин вдоль слитка:

$$\begin{aligned} F_m &= F_{ml} \left( \operatorname{ch} \gamma x + \frac{W_0}{R_n} \operatorname{sh} \gamma x \right); \\ \dot{\xi}_m &= \dot{\xi}_{ml} \left( \operatorname{ch} \gamma x + \frac{R_n}{W_0} \operatorname{sh} \gamma x \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\dot{\xi}_m$  и  $F_m$  — амплитуды колебательных скоростей и силы на расстояниях  $x$  от конца слитка;  $W_0 = W_t S$ ;  $\gamma = \beta + i\alpha$  — постоянная распространения;  $\alpha$  — волновой коэффициент;  $\dot{\xi}_{ml}$  — амплитуда колебательной скорости на конце слитка. Учитывая, что  $W_x < W_t$ , т. е. что резонансный режим определяется так же, как и в случае  $R_n = 0$ , и что  $\beta/\alpha \ll 1$ , можно с достаточной точностью считать, что пучности колебательной скорости расположены на расстояниях  $x_n = n \frac{\tau}{2}$  ( $n = 1, 2, 3$ ), а узлы — на расстояниях

$$x_y = m \frac{\lambda}{4} \quad (m = 1, 3, 5).$$

<sup>1</sup> В дальнейшем при рассмотрении энергетике ультразвуковой обработки будет учтена зависимость показателя затухания от температуры вдоль длины слитка.

Пучности колебательной силы совпадают с узлами колебательного смещения. На основании равенств (1) можно получить выражение для активной составляющей входного сопротивления слитка длины  $l$

$$R_{\text{вх}} = W_0 \frac{\text{sh } 2(\beta l - b)}{\text{ch } 2(\beta l - b) - \cos 2\alpha l}, \quad (2)$$

где

$$\text{th } 2bl = - \frac{2W_0 R_{\text{н}}}{R_{\text{н}}^2 + W_0^2} = -2 \frac{k_{\delta}}{1 + k_{\delta}^2}. \quad (2a)$$

Максимальное значение входного сопротивления будет при  $l = m \frac{\lambda}{4}$ , а минимальное — при  $l = n \frac{\lambda}{2}$ :

$$\begin{aligned} R_{\text{вх max}} &= W_0 \text{cth} \left( \beta m \frac{\lambda}{4} - b \right), \\ R_{\text{вх min}} &= W_0 \text{th} \left( \beta n \frac{\lambda}{2} - b \right) \end{aligned} \quad (3)$$

(при этом выбираются ближайšie друг к другу значения  $m$  и  $n$ ). Отсюда очевидно, что по мере увеличения длины слитка в процессе его выплавки величина активной составляющей его входного сопротивления изменяется в указанных пределах, причем с ростом длины слитка различие между  $R_{\text{вх max}}$  и  $R_{\text{вх min}}$  уменьшается. Чем больше  $\beta l$ , тем быстрее уменьшается это различие.

Величина реактивной составляющей входного сопротивления слитка, определяющая расстройку волноводной системы, по мере удлинения слитка изменяется и может быть найдена из выражения

$$x_{\text{вх}} = -W_0 \frac{\sin 2\alpha l}{\text{ch } 2(\beta l - b) - \cos 2\alpha l}. \quad (4)$$

Легко видеть, что  $x_{\text{вх}}$  изменяется в пределах от нуля до

$$x_{\text{вх max}} = -W_0 \frac{1}{\text{ch } 2(\beta l - b)}. \quad (5)$$

С увеличением аргумента  $\beta l$  и величины  $b$  (т. е. нагрузки  $R_{\text{н}}$ ) изменение величины  $x_{\text{вх}}$  уменьшается [при этом учитываем знак выражения (2a)]. Как следствие сказанного, степень необходимой подстройки также уменьшается.

Выражения (3) и (4) определяют закон изменения реакции выплавляемого слитка на волноводную систему и, в частности, ее расстройку. Легко видеть, что наличие нагрузки на конце и потерь в материале волновода сглаживает влияние изменения длины слитка, причем с увеличением длины это влияние уменьшается.

Приведенные выводы были сделаны в предположении плоской волны в слитке, в действительности же фронт волны — неплоский. Определяется это, в частности, тем, что площадь излучателя — затравки обычно выбирается меньше площади поперечного сечения слитка. Отклонение фронта от плоского приводит к тому, что появляются составляющие колебательных величин, направленные под конечными углами к боковой поверхности слитка. Это в свою очередь приводит к появлению отраженных от боковой поверхности волн, создающих в конечном итоге усложненную картину поля в слитке, в еще большей степени сглаживающую влияние изменения длины  $l$  на входное сопротивление.

При постоянстве значения амплитуды возбуждающей силы  $F_{m0}$  в начале слитка и при отсутствии подстройки на конце слитка будет периодически изменяться амплитуда колебательной скорости  $\xi_{ml}$ .

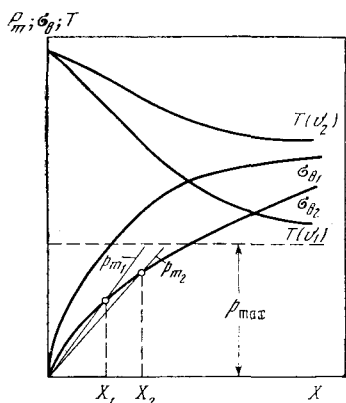


Рис. 43. К определению условий образования полосчатой структуры слитка

Вследствие периодичности изменений расстройки и значений  $\xi_{ml}$  на конце слитка, эффективность ультразвуковой обработки неизбежно изменяется в границах, определяемых максимальными и минимальными значениями колебательной скорости. Это должно приводить к периодичности измельчения структуры по высоте слитка через интервалы, равные  $\lambda/2$ , с постепенным переходом от зоны более крупной структуры к зоне менее крупной и обратно. В действительности, вследствие нарушения плоского фронта упругой волны, расположение зон и расстояний между ними может не отвечать строгой периодичности через указанные интервалы. Как это следует из полученных выражений, благодаря потерям, различие в эффективности обработки должно сглаживаться и тем в большей степени, чем больше

потери и чем длиннее слиток. Кроме рассмотренной периодичности (зональной) обработки могут дополнительно возникнуть неоднородности, имеющие значительно меньший период и создающие «полосчатую» структуру, накладывающуюся на зональную.

Рассмотрим это явление. На рис. 43 приведен примерный ход зависимостей  $T(v_1)$  и  $T(v_2)$  — изменения температуры вдоль слитка при различных скоростях наплавления ( $v_1 > v_2$ ). Отсчет расстояния, как и ранее, будем вести от конца, т. е. от головной части слитка, где имеется фронт кристаллизации (для упрощения, подобно предыдущему, считаем, что дно лунки, приблизительно, плоское). На этом же графике нанесены кривые изменения временного сопротивления материала слитка, которое уменьшается с температурой. Кривая  $\sigma_{B_1}$  соответствует распределению температуры  $T(v_1)$ , а кривая  $\sigma_{B_2}$  — распределению  $T(v_2)$ .

Форма кривых имеет иллюстративный, качественный характер и не отражает точный, истинный процесс, однако принятая приближенная форма в достаточной степени позволяет объяснить возникновение полосчатости.

Могут быть приняты следующие приближенные аналитические выражения, отвечающие данным кривым (на небольшом протяжении по длине слитка):

$$T(v) = T_0 e^{-ax} \quad (6)$$

( $T$  — температура на фронте кристаллизации),

$$\sigma_B = \sigma_{B_0} (1 - t^{-bx}). \quad (7)$$

Для небольших расстояний ( $x < 0,05 \lambda$ ) амплитуда колебательного давления в слитке вблизи фронта кристаллизации может быть определена так<sup>1</sup>:

$$p_m = \rho \omega \xi_m x = \rho \xi_m^* x,$$

где  $\rho$  — плотность материала;  $\xi_m$  — амплитуда смещения на расстоянии  $x$  от фронта кристаллизации. Пренебрегая на таких малых расстояниях потерями, можно считать, что  $\xi_m \approx \xi_{ml}$ , т. е.

$$p_m \approx \rho \omega \xi_m^* x^*. \quad (8)$$

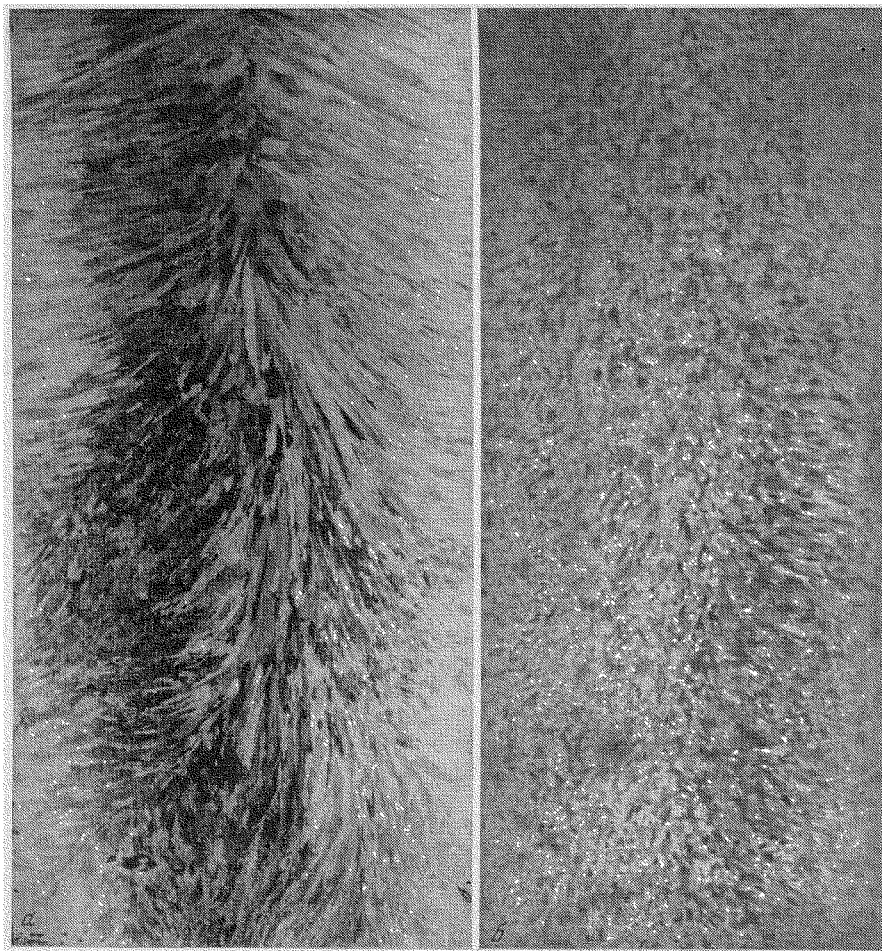
<sup>1</sup> Более точное выражение будет  $p_m = \rho \xi_{ml} \omega x \cos ax^*$ , однако при малых  $\cos ax \approx 1$ .

На рис. 43 нанесены прямые, соответствующие выражению (8);  $p_{\max}$  — предельное (для данных  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\dot{\xi}_m$ ) значение колебательного давления. Углы наклона прямых определяются произведением  $\rho\omega\dot{\xi}_m$ . Нанесенные на графике две прямые  $p_{m_1}$  и  $p_{m_2}$  соответствуют двум различным амплитудам  $\xi_{m1}$  и  $\xi_{m2}$ , т. е. различным интенсивностям колебаний. Очевидно точки пересечения кривых прочности (временного сопротивления  $\sigma_B$ ) с прямыми колебательного напряжения соответствуют таким значениям  $x = x_m$ , при которых может произойти отрыв (разрушение) небольшого слоя слитка, заключенного между фронтом кристаллизации и плоскостью на расстоянии  $x_m$ . Так как отрыв происходит на близком расстоянии от расплавленной зоны, т. е. при высокой температуре, близкой к температуре плавления, то, во-первых, величина  $x_m$  оказывается небольшой (по экспериментальным данным порядка 4—5 мм), а, во-вторых, по мере роста слитка плоскость разрыва успевает вновь свариться и выходит из зоны пониженной прочности. В период, пока  $x < x_m$  ( $x_m$  — расстояние, на котором происходит отрыв), степень измельчения велика, после отрыва величина зерна несколько растет (эффективность обработки снижается), а после устранения разрыва (т. е. после сварки) зерно вновь уменьшается. Таким образом, возникает периодическая полосчатость структуры. Из графиков видно, что при некоторой заданной мощности ультразвуковых колебаний, с увеличением скорости выплавки  $v$  либо отрыв происходит на большем расстоянии от фронта кристаллизации, либо его вообще не будет при ограниченной мощности. При уменьшении скорости выплавки это расстояние должно уменьшаться и в пределе практически слиться с фронтом кристаллизации, т. е. полосчатости не будет. Увеличение мощности колебаний должно привести также к уменьшению этого расстояния (см. рис. 43).

Из кривых видно, кроме того, что при уменьшении мощности расстояние, на котором происходит отрыв, увеличивается, а при некотором, достаточно малом значении мощности разрыв вообще не произойдет, т. е. полосчатости не будет.



Рис. 44. Макроструктура сплава ЭП-109, обработанного ультразвуком с периодическими зонами и полосчатостью при электрошлаковом переплаве



**Рис. 45.** Макроструктура сплава ЭП-109, выплавленного в дуговой вакуумной печи  
*a* — контрольный слиток; *б* — обработанный ультразвуком

Из сказанного следует, что для устранения структурной полосчатости, необходимо выбрать оптимальные скорость выплавки и интенсивность упругих колебаний. Очевидно для получения высокой степени измельчения и устранения полосчатости выгоднее увеличить интенсивность колебаний.

На рис. 44 показана макроструктура обработанного ультразвуком слитка сплава ЭП-109, полученного при электрошлаковом переплаве. Ясно видны периодические зоны и полосчатость; ширины полос и расстояний между ними имеют порядок долей сантиметра. В ряде случаев в слитках могут наблюдаться трещины — недопустимый дефект ультразвуковой обработки. Эти трещины образуются в первой пучности колебательной силы (считая от конца слитка), именно там, где рассмотренные нами разрывы слоев слитков недостаточно заварились, и вследствие еще достаточно высокой температуры в области слитка, где располагается первая зона, прочность материала может оказаться небольшой.

Отсутствие полосчатости и трещин в некоторых сплавах, обрабатываемых ультразвуком, объясняется неодинаковой прочностью различных сплавов при высоких температурах, а также неодинаковым затуханием упругих колебаний в этих сплавах, в областях, прилегающих к рас-



плавленной зоне. Таким образом, трещины и полосчатость вовсе не обязательный неустраняемый дефект.

Неоднородность первого вида (периодичность) может быть устранена периодическим (запрограммированным) изменением необходимой мощности ультразвука, в соответствии с изменением высоты слитка и увеличением затухания колебаний вдоль слитка или же соответствующей подстройкой.

На рис. 45 показаны слитки того же сплава ЭП-109, обработанного ультразвуком при выплавке в дуговой вакуумной печи. Скорость выплавки в этом процессе больше в несколько раз, чем при ЭШП. Был выбран режим (величина тока), обеспечивший получение мелкозернистой структуры (рис. 45, б) без дефектов. На рис. 45, а показана макроструктура контрольного слитка. Избежать появления трещин можно также, выбрав определенное соотношение диаметров излучателя и слитка. Если диаметр излучателя меньше диаметра слитка, то режим плоской волны будет нарушен, характер ультразвукового поля в слитке приближается к диффузному, и явления, связанные с появлением рассмотренных зон, будут выражены слабее. Кроме того, при этом максимальные значения колебательной силы не будут приложены к внешнему кольцу сечения слитка и, следовательно, трещины не будут возникать на его поверхности, т. е. в наиболее слабом месте, откуда они обычно развиваются по направлению к оси слитка.

Для предотвращения приваривания излучателя к периферийной части слитка можно применить защитное кольцо из металла, неприваривающегося к металлу излучателя или слитка (например, молибдена). Для предотвращения явлений разрыва можно также использовать электромагнитную муфту [36], которая применяется для связи двух частей волноводно-излучающей системы. Для этого выбирается некоторое максимальное тяговое усилие, меньшее, чем усилие разрыва, и обеспечивается такое положение, при котором в момент опасного разрывного усилия муфта его не выдерживает, а звенья, ею соединяемые, расходятся (временно нарушается акустический контакт). После уменьшения величины усилия звенья вновь автоматически скрепляются, т. е. акустический контакт восстанавливается.

## § 7. Образование газовой пористости

В некоторых случаях обработка ультразвуком кристаллизующегося расплава может привести к появлению в слитке рассеянной газовой пористости. Газовая пористость может возникнуть по двум причинам.

**Первая:** процесс образования пористости связан с захватом воздуха через зазор между излучателем и донным отверстием (в случае обработки в изложнице через отверстие в ее дне). При сильном перегреве расплава и большой его текучести в результате кавитации в придонном слое возникает интенсивное движение воздуха через кольцевой зазор. В этом случае ширина зоны газовой пористости невелика и ограничивается диаметром излучателя или немного больше его. Высота этой зоны также невелика.

**Вторая:** газовая пористость возникает вследствие незавершившегося процесса дегазации расплава [42]. Это случается тогда, когда расплав значительно насыщен растворенными газами, охлаждается медленно (в утепленной изложнице) или процесс переплава замедлен (при электрошлаковом переплаве), в результате чего создаются условия для ультразвуковой дегазации. Как известно, такая дегазация требует определенного времени, в течение которого образуются газовые пузырьки, более или менее равномерно распределенные по объему слитка, коагулирующие и устремляющиеся вверх. Так как время кристаллизации обычно меньше времени, в течение которого могла бы произойти полная дегазация, т. е. удаление растворенных газов при избыточном их давлении, то возникает незавершен-

ное состояние дегазации, характеризующееся мелкими вкраплениями газовых пузырьков, плотность распределения которых увеличивается к середине и к верхней части слитка. Именно такое распределение в слитке газовой пористости служит причиной для ее образования. Очевидно условия образования этого вида пористости зависят главным образом от количества растворенных газов, кавитационной прочности расплава и режима проведения плавки, который может влиять на насыщенность расплава газами. Величина интенсивности колебаний также может оказать решающее влияние на степень газовой пористости, обусловленной незавершенной дегазацией. В ряде случаев именно это обстоятельство может явиться основной причиной, ограничивающей величину мощности ультразвуковых колебаний, вводимых в расплав.

## § 8. Энергетика ультразвуковой обработки расплавов

Определение мощности ультразвуковых колебаний, необходимой для обработки расплавов, — важная задача, решение которой устанавливает реальность и экономичность обработки. Чтобы решить эту задачу, необходимо учитывать некоторые физические постоянные жидкой и твердой фаз, а также характер колебательного поля в кристаллизующемся расплаве.

Как это следует из предыдущего, решающим для определения мощности является метод ввода колебаний, который в свою очередь зависит от технологии выплавки слитка. Поэтому рассмотрение данного вопроса следует проводить применительно к различным технологическим процессам получения слитка.

Начнем с рассмотрения обработки ультразвуком слитков, выплавляемых при вакуумном дуговом или электрошлаковом переплавах. Эти процессы различаются лишь значениями мощности  $P_k$ , т. е. мощности колебаний на конце слитка (на фронте кристаллизации), которые определяют получение заданного изменения структуры металла. Величина  $P_k$  для различных объектов обработки может быть найдена опытным путем. При электрошлаковом переплаве  $P_k$  меньше, чем при вакуумном дуговом переплаве, вследствие большего времени выплавки, а следовательно, и большей продолжительности воздействия колебаний на процесс кристаллизации. По мере выплавки слитка, если величина мощности  $P_\infty$ , вводимой в слиток (в его начале), постоянна, эффективность обработки, определяемая мощностью на его конце, изменяется с ростом затухания колебаний вдоль пути их распространения, а также в результате периодичности значений  $R_{вх}$  и  $x_{вх}$ . Такое изменение, как уже говорилось, вызывает появление периодичности измельчения структуры. Оптимальное использование мощности питания магнитоотрицательного преобразования, очевидно, связано с учетом характера изменения мощности  $P_\infty$ . Наиболее эффективен режим обработки, при котором заданное значение поддерживается подстройкой системы и изменением по определенному закону мощности  $P_\infty$ , вводимой в начало слитка. Подстройка системы обращает  $x_{вх}$  в нуль, а величину  $R_{вх}$  приводит к минимальному ее значению; изменение мощности  $P_\infty$  компенсирует потери, связанные с затуханием колебаний в слитке.

Может быть выбран и такой режим обработки, при котором изменяется только величина вводимой мощности, а подстройка не производится.

Рассмотрим эти два режима, приняв, что в слитке распространяется плоская продольная волна.

Температура вдоль слитка устанавливается по некоторому закону и зависимость показателя затухания (по амплитуде) от температуры будет

$$\beta = F(T_x);$$

здесь  $x$  — расстояние, отсчитываемое от места ввода колебаний.

Можно написать

$$\beta = \beta(x). \quad (9)$$

Не раскрывая это выражение для конкретных условий, можно, исходя из понятия коэффициента затухания, определить относительное изменение амплитуды:

$$\frac{1}{\xi_m(x)} \cdot \frac{d\xi_m(x)}{dx} = -\beta(x); \quad (10)$$

здесь  $\xi_m(x)$  — амплитуда колебаний в слитке на расстоянии  $x$  от его начала. Это выражение запишем в виде

$$\frac{d}{dx} [\ln \xi_m(x)] = -\beta(x). \quad (11)$$

После интегрирования получаем

$$\ln \xi_m(x) + \ln C = -\int \beta(x),$$

где  $C$  — постоянная интегрирования.

Переходя к пределам, можно закон изменения амплитуды колебаний вдоль слитка записать в виде

$$\xi_m(x) = \xi_{m0} e^{-\int_0^x \beta(z) dz} \quad (12)$$

( $\xi_{m0}$  — амплитуда при  $0=x$ ).

Чтобы использовать выражения, описывающие распределение колебательных величин в системах, где  $\beta = \text{const}$ , т. е. не зависит от  $x$ , введем величину  $\beta_l$  интегрального показателя затухания, усредненного на длине  $l$ :

$$\beta_l = \frac{1}{l} \int_0^l \beta(x) dx \quad (13)$$

и далее будем иметь в виду именно этот показатель затухания. Заметим, что в нашем случае некоторая некорректность, связанная с такой заменой системы с переменным по длине затуханием системой с постоянным его значением, не имеет значения, так как для каждой величины  $l$  из формулы (14) определяется значение  $\beta_l$  с точностью, ограниченной лишь степенью приближения к истинному значению функции  $\beta(x)$ .

Необходимое значение мощности колебаний, вводимых в выплавляемый слиток, равно в случае подстройки волноводной системы

$$P = P_0 + P_\infty, \quad (14)$$

а в случае, когда подстройка отсутствует,

$$P = P_0 + |P_\infty|. \quad (15)$$

Здесь  $P_0$  — постоянное значение мощности, связанное с покрытием потерь в устройствах ввода колебаний;  $P_\infty$  — изменяющаяся составляющая мощности, зависящая от длины слитка, величины  $\beta_l$  и требуемой мощности на конце слитка ( $P_r$ );  $|P_\infty|$  — изменяющееся значение кажущейся (полной) мощности при отсутствии компенсации реактивной составляющей входного сопротивления слитка. Заметим, что вследствие отсутствия при электрошлаковом переплаве устройств вакуумного уплотнения, в которых имеют место потери, величина  $P_0$  будет меньше, чем при вакуумном дуговом переплаве.

**Режим обработки с подстройкой рабочей частоты или волноводной системы.** Воспользуемся выражением

$$\eta = \frac{P_{\kappa}}{P_{\infty}},$$

определяющим отношение мощности в конце  $P_{\kappa}$  к мощности в начале для волновода с потерями, нагруженного на конце. На основании результатов работы [36] имеем

$$P_{\infty} = P_{\kappa} \left[ \operatorname{ch} 2\beta_l l + \frac{1}{2} \left( k_{\delta} + \frac{1}{k_{\delta}} \right) \operatorname{sh} 2\beta_l l \right], \quad (16)$$

где  $k_{\delta} = R_{\kappa}/W_0 = W_{\kappa}/W_T$ .

**Обработка без подстройки.** В этом случае реактивная составляющая входного сопротивления не скомпенсирована, поэтому на входе слитка между активными и реактивными составляющими имеется угол сдвига

$$\cos \theta = \frac{R_{\text{вх}}}{\sqrt{R_{\text{вх}}^2 + x_{\text{вх}}^2}}. \quad (17)$$

Воспользовавшись выражениями (2) и (4), получим

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sin^2 2al}{\operatorname{sh}^2 2(\beta_l l - b)}}}. \quad (18)$$

Тогда полная (кажущаяся) мощность в начале слитка будет равна

$$|P_{\infty}| = \frac{P_{\infty}}{\cos \theta}, \quad (19)$$

или

$$|P_{\infty}| = P_{\kappa} \left[ \operatorname{ch} 2\beta_l l + \frac{1}{2} \left( k_{\delta} + \frac{1}{k_{\delta}} \right) \operatorname{sh} 2\beta_l l \right] \sqrt{1 + \frac{\sin^2 2al}{\operatorname{sh}^2 2(\beta_l l - b)}}. \quad (20)$$

Оценим величину  $k_{\delta}$ . Полагая, что плотность жидкого и твердого металла практически равны друг другу, можно считать, что  $k_{\delta} = C_{\text{ж}}/C_{\text{т}}$ , где  $C_{\text{ж}}$  и  $C_{\text{т}}$  — скорости упругой волны в жидком и твердом металле соответственно.

Для металлов типа сталей скорости упругой волны  $C_{\text{т}} = 5,85 \cdot 10^5$  см/сек и  $C_{\text{ж}} = (4,05 - 4,32) \cdot 10^5$  см/сек [44]. Таким образом,  $k_{\delta} = (0,7 - 0,74)$ . Принимая для оценочного расчета  $k_{\delta} = 0,7$ , на основании выражения (2а) находим  $\operatorname{th} 2b = -0,95$ , откуда  $2b = -1,65$ .

Найдем условия, когда множитель  $y = 1/\cos \theta$  отличен от единицы на некоторую заданную малую величину:  $\Delta < 1$ , т. е.  $y = 1 + \Delta$ . При достаточно малом  $\Delta$ , очевидно, будем иметь

$$\Delta \approx \frac{\sin 2al}{2 \operatorname{sh}^2 2(\beta l - b)}.$$

При максимально возможной расстройке

$$\Delta \approx \frac{1}{2 \operatorname{sh}^2 2(\beta l - b)}.$$

откуда

$$\operatorname{sh}^2 2(\beta l - b) = \frac{1}{2\Delta}.$$

Положим  $\Delta_{\text{max}} = 0,05$ , тогда  $2\beta l - 2b = 1,85$ , откуда  $\beta l = 0,1$ .

Таким образом, при  $\beta l \geq 0,1$  разница между необходимой величиной  $P_\infty$  при работе с настройкой и величиной  $|P_\infty|$  при отсутствии настройки не превосходит 5%.

Наибольшее относительное изменение мощности в начале слитка при переходе от режима настройки к режиму без нее будет при  $\beta_1 l \rightarrow 0$ . В этом случае при настройке  $P_\infty \approx P_k$ , а при максимальной расстройке —  $|P_\infty| = 1,08P_k$ , т. е. даже в условиях наибольшего влияния расстройки увеличение вводимой мощности по сравнению с работой с настройкой не превосходит 10%.

Из изложенного следует, что практически обработку ультразвуком слитков, выплавляемых при вакуумном дуговом и электрошлаковом переплавах, можно вести без настройки, но изменяя мощность  $|P_\infty|$  в соответствии со значениями, определяемыми выражением (20). Наши опытные данные подтвердили возможность работы без настройки. Заметим, что выражение (20) описывает возрастающую кривую, осциллирующую с частотой  $2\omega$ , с максимальной амплитудой осцилляции  $\sim 0,1P_k$ . С увеличением  $\beta_1 l$  амплитуда осцилляции уменьшается, стремясь к нулю.

Перейдем теперь к обработке слитков, кристаллизующихся в изложнице. Ввиду того, что истинный характер колебательного поля в расплаве учесть с достаточной точностью трудно, примем два крайних случая, когда поле в расплаве диффузное и недиффузное.

Как следует из теоретических предпосылок и наших опытных исследований на моделирующих жидкостях, первый случай соответствует большой, по сравнению с длиной волны, изложнице, диаметр которой существенно больше диаметра излучателя при малых потерях в расплаве и на отражение от стенок. Второй случай соответствует противоположным условиям. В действительности же поле в изложнице с расплавом не имеет чисто диффузного характера и не однородно с бегущей или стоячей волной. Поэтому рассматриваемые крайние случаи перекрывают возможные промежуточные варианты. Величина необходимой мощности при промежуточном варианте должна находиться между значениями, соответствующими крайним случаям. В отличие от предыдущего рассмотрения, цель которого заключалась в установлении возможных энергетических режимов обработки непрерывно выплавляемых слитков при ЭСП и ВДП, мы установим аналитические зависимости между величиной мощности, необходимой для обработки некоторого заданного объема расплава и величинами мощности, определенными опытным путем для других известных объемов. Такие зависимости позволяют на основании нескольких опытных определений рассчитать необходимую мощность для любых объемов. Потерями в стенках изложницы и на излучение в воздух пренебрегаем. Можно показать [14], что

$$P_{H_3} = P_{H_2} \frac{V_1 V_3^{2/3} - V_1^{2/3} V_3 + y_1 (V_2^{2/3} V_3 - V_2 V_3^{2/3})}{V_2^{2/3} V_1 - V_2 V_1^{2/3}}. \quad (21)$$

Здесь  $P_H$  — мощность, вводимая в расплав;  $V$  — объем расплава; индексы 1 и 2 относятся к некоторым объемам расплава, для которых опытным путем определены значения необходимых мощностей  $P_{H_1}$  и  $P_{H_2}$ , при этом  $y_1 = P_{H_1}/P_{H_2}$ . Таким образом, выражение (21) позволяет рассчитать необходимое значение мощности  $P_{H_3}$  для любого другого объема  $V_3$ . При этом предполагается, что для всех этих объемов коэффициент формы изложницы  $\sigma_0 = 2r/h$  (где  $h$  — высота до зеркала расплава,  $r$  — радиус изложницы) одинаков.

**Недиффузное поле. Бегущая волна.** Выводы относятся к идеализированному варианту, соответствующему плоской волне. В случае бегущей волны происходит максимальное поглощение. Определив опытным путем

для двух объемов  $V_1$  и  $V_2$  значения  $P_{H_1}$  и  $P_{H_2}$ , можно найти для любого другого объема  $V_3$  величину необходимой мощности

$$P_{H_3} = \frac{P_{H_2}}{y_1 \left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{2/3} \exp\left[\frac{2,17}{\sigma_\phi} \beta (V_2^{1/3} - V_3^{1/3})\right]}, \quad (22)$$

где  $y_1 = P_{H_1}/P_{H_2}$ ; при этом  $\sigma_\phi = \sigma_{\phi_2} = \sigma_{\phi_3}$ .

**Недиффузное поле.** Учет эффектов отражения от зеркала металла. Более близкое к реальным условиям решение можно получить, если учесть отражение от зеркала металла. Величина необходимой мощности для обработки расплава в объеме  $V_2$  может быть определена из выражения

$$P_{H_2} = P_{H_1} \frac{\operatorname{ch} 2\beta \frac{4V_2}{\pi\sigma_\phi^2} + \frac{1}{2} \left(k_\delta + \frac{1}{k_\delta}\right) \operatorname{sh} 2\beta \frac{4V_2}{\pi\sigma_\phi^2}}{\operatorname{ch} 2\beta \frac{4V_1}{\pi\sigma_\phi^2} + \frac{1}{2} \left(k_\delta + \frac{1}{k_\delta}\right) \operatorname{sh} 2\beta \frac{4V_1}{\pi\sigma_\phi^2}}, \quad (23)$$

где  $P_{H_1}$  находят опытным путем для обработки расплава в объеме  $V_1$  и при том же коэффициенте  $\sigma_\phi$ ; показатель поглощения в расплаве  $\beta$  также должен быть определен опытным путем;

$$k_\delta = \frac{\xi_{\min}}{\xi_{\max}} \approx \frac{\operatorname{sh} \beta x_{\gamma_3}}{\operatorname{ch} \beta x_{\text{пуч}}}$$

— коэффициент бегущей волны ( $x_{\gamma_3}$  и  $x_{\text{пуч}}$  — расстояния от зеркала расплава до той плоскости, где имеются узлы или пучности колебательного смещения, или скорости). Приближенно

$$x_{\gamma_3} = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad x_{\text{пуч}} = n \frac{\lambda}{2},$$

где  $n=0, 1, 2, 3, \dots$

Рассмотрим случай обработки при непрерывном литье. Относительные размеры объема жидкой фазы, излучателей и условия отражения от границ лунки достаточно обеспечивают существование диффузного поля. Принимаем приближенно, что лунка имеет форму усеченной пирамиды.

Учитывая, что основные процессы, связанные с использованием ультразвуковой мощности, в данном случае происходят на фронте кристаллизации, можно получить необходимую величину мощности  $P_{H_3}$  для обработки расплава при объеме жидкой лунки  $V_3$  и скорости вытягивания  $v_{c_3}$ :

$$P_{H_3} = P_{H_2} \frac{V_1 S_{c_2} v_{c_2} - V_2 S_{c_1} v_{c_1}}{V_1 S_{c_3} v_{c_3} - V_3 S_{c_1} v_{c_1} + y_1 (V_3 S_{c_2} v_{c_2} - v_2 S_{c_3} v_{c_3})}; \quad (24)$$

здесь  $v_c$  — скорость вытягивания слитка;  $y_1 = P_{H_1}/P_{H_2}$ , где  $P_{H_1}$  и  $P_{H_2}$  определяются опытным путем для соответствующих объемов  $V_1$  и  $V_2$  при скоростях вытягивания слитков  $v_{c_1}$  и  $v_{c_2}$  и значениях  $S_{c_1}$  и  $S_{c_2}$ , где  $S_c = (S + S')/2$  ( $S$  — площадь зеркала расплава;  $S'$  — поверхность лунки; индексы 1, 2 и 3 — соответствующий случай). Как видно из приведенных выражений, величина необходимой для обработки расплава мощности во всех случаях связана сложной зависимостью с объемом и размерами изложницы. Чтобы иметь возможность производить расчеты по приведенным формулам применительно к любому конкретному случаю, необходимо располагать экспериментальными данными, накопление которых является предметом специальных исследований.

Опытная проверка приведенных формул проводилась на висмуте, алюминии и стали Х27, т. е. на материалах, значительно различающихся

по своим физическим свойствам и температурам плавления. Измерялись мощности [43]  $P_{H_1}$  и  $P_{H_2}$  соответственно для объемов  $V_1$  и  $V_2$  и по формуле (24) определялась мощность  $P_{H_3}$ , необходимая для обработки слитка объемом  $V_3$ . Затем опытным путем измерялось значение этой мощности. Результаты расчетных и опытных определений приведены в табл. 21.

Таблица 21

К расчету необходимой мощности ультразвука для обработки расплава

Металл	$V_1, \text{ см}^3$	$V_2, \text{ см}^3$	$V_3, \text{ см}^3$	$P_{H_1}, \text{ ат}$	$P_{H_2}, \text{ ат}$	$P_{H_3}, \text{ ат}$		Относительная ошибка, %
						Расчет	Опыт	
Висмут	100	200	300	70	200	370	400	7,5
Алюминий	100	200	300	30	700	1200	1500	20
Сталь X27	100	200	300	900	1000	1250	1300	3

Полученное довольно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных можно рассматривать как косвенное доказательство справедливости принятых при выводе формулы (21) упрощений и допущений.

### § 9. Колебательный режим волновода, нагретого на конце расплавом

При работе с расплавленным металлом последнее звено волноводной системы находится в соприкосновении со средой, нагретой до температуры, значительно превышающей температуру окружающей среды. В результате нагрева рабочего конца возникает некоторое распределение температуры вдоль волновода, характеризующееся двумя переменными: расстоянием  $x$  до рассматриваемой плоскости, перпендикулярной оси волновода, и моментом времени  $t$ , в который мы фиксируем в данной плоскости температуру. Таким образом, распределение температуры должно определяться некоторой функцией  $T(x, t)$  [44]. Поскольку упругие свойства материала, из которого изготовлен волновод, зависят от температуры, то вдоль него в каждый данный момент будет некоторое распределение параметра, характеризующего упругие свойства. Таким образом, температурное поле вдоль волновода нарушает его акустическую однородность и последний оказывается колебательным звеном с плавно изменяющимися по длине и во времени постоянными. Изменение во времени необходимо учитывать, так как длительность установления температуры имеет тот же порядок, что и длительность обработки. Для правильного выбора волновода, соприкасающегося с расплавом и эффективного использования колебательной системы, необходимо учитывать влияние температуры на колебательный режим. В данном рассмотрении мы пренебрежем влиянием температуры на плотность и эквивалентное сопротивление потерь ввиду незначительного изменения первого параметра и малого влияния второго на резонансные свойства.

Рассматривая приближенно волновод, как полубесконечный стержень, боковая поверхность которого теплоизолирована и имеет начальную температуру  $T_0$  окружающей среды, изменение температуры вдоль волновода можно описать выражением [34]

$$T(x; t) = (T_c - T_0) \operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{at}} + T_0, \quad (25)$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $T_c$  — температура нагретого конца.

Рассмотрение волновода в виде полубесконечного стержня основано на том, что его конец, противоположный связанному с расплавом, имеет хороший тепловой контакт с остальной частью волноводной системы (например, с концентратором и преобразователем), которая, обычно, интенсивно охлаждается. Так как обычно  $T_0 \ll T_c$  и  $T_0$  близко к  $20^\circ$ , причем практического различия в упругих свойствах материала волновода при температурах комнатной ( $T=20^\circ$ ) и  $T=0^\circ$  нет, можно принять  $T_0=0^\circ$ ; тогда

$$\operatorname{erf}_c = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z l^{-k^2} dk = 1 - \Phi(z);$$

$$T(x, t) = T_c \operatorname{erf}_c \frac{x}{2\sqrt{at}}. \quad (26)$$

Обозначим аргумент  $x/2\sqrt{at} = z$ , причем

$$z = z_0 \frac{x}{\sqrt{t}},$$

где

$$z_0 = \frac{1}{2\sqrt{a}}.$$

Для установления зависимости модуля Юнга от температуры можно воспользоваться экспериментальными данными Кестера [45] для различных металлов, приводимые им в виде графиков. Выразим эти зависимости аналитически в виде

$$E(T) = E_0 - kT^0. \quad (27)$$

Значения  $E_0$  и  $k$  для различных металлов приводятся в табл. 22.

Т а б л и ц а 22  
Значения  $E_0$  и  $k$  для различных металлов

Металл	$E_0, \kappa\Gamma/\text{мм}^2$	$k, \kappa\Gamma/\text{мм}^2 \cdot \text{град}$	Предел температур, $^\circ\text{C}$
Вольфрам	$47 \cdot 10^3$	10,5	0—1000
Молибден	$33,8 \cdot 10^3$	4,8	0—1000
Титан	$9,8 \cdot 10^3$	5,35	0—900
Алюминий	$7,2 \cdot 10^3$	4,30	0—600
Никель	$22,5 \cdot 10^3$	7,5	0—800
Железо	$21,8 \cdot 10^3$	8,0	0—600
	$27,5 \cdot 10^3$	17,5	600—1000

На основании (25) и (27) получаем

$$E(x, t) = E_0 - kT_c \operatorname{erf}_c(z). \quad (28)$$

Для дальнейших выводов аппроксимируем функцию  $\Phi(z)$  в виде

$$\Phi(z) \approx 1 - e^{-\varphi z}.$$

Воспользовавшись методом наименьших квадратов, находим:  $\varphi=1,6$  (в интервале значений  $z$  от 0 до 2,0). Такая аппроксимация дает относительную ошибку на значительной части интервала аппроксимации не более 5—6%.

<sup>1</sup> Ввиду того, что использованные при выводе значения температур были выражены в градусах Цельсия, все дальнейшие выкладки даны в этой же шкале.



Учитывая выражение (26), находим

$$E(x, t) = E_0 \left( 1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z} \right), \quad (29)$$

где  $p = E_0 / kT_c$ .

Принимая в выражении  $z = z_0 x / \sqrt{t}$  время в качестве параметра, будем в дальнейшем оперировать приведенной координатой  $z = z_l x$ , где  $z_l = z_0 / \sqrt{t}$ . Таким образом,  $E(x; t) = E(z)$ . Далее можно получить дифференциальные уравнения для установившегося колебательного процесса, т. е. для комплексных амплитуд, силы  $F_m$  и колебательной скорости  $\dot{\xi}_m$  в волноводе, в котором упругие свойства изменяются по закону, описываемому выражением (29)

$$\frac{d^2 \dot{\xi}_m}{dz^2} + \frac{\varphi e^{-\varphi z}}{p \left( 1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z} \right)} \cdot \frac{d \dot{\xi}_m}{dz} + \frac{A \dot{\xi}_m}{1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z}} = 0; \quad (30)$$

$$\frac{d^2 F_m}{dz^2} + \frac{A F_m}{1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z}} = 0. \quad (31)$$

Эти уравнения с переменными коэффициентами точного решения в явном виде не имеют. Для приближенного решения производим разложение по произвольному параметру и ограничиваемся линейным приближением. Учитывая граничные условия, соответствующие ненагруженному волноводу (для определения резонансных частот), находим постоянные интегрирования. Опуская ход решения, приведем конечный результат:

$$\dot{\xi}_m = \frac{\left( 1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z} \right) \dot{\xi}_{\max}}{\sqrt{A} \left( 1 - \frac{1}{p} \right)} \left( \sqrt{A} \cos \sqrt{A} z + \frac{A}{p \varphi} \sin \sqrt{A} z \right); \quad (32)$$

$$F_m = i \frac{\left( 1 - \frac{A}{p \varphi^2} e^{-\varphi z} \right) \omega m_1 \dot{\xi}_{\max} \sin \sqrt{A} \cdot z}{\sqrt{A}}. \quad (33)$$

Эти выражения определяют закон изменения амплитуд вдоль волновода в зависимости от значения приведенной координаты. (Отсчет ведется до конца волновода.) Входное сопротивление рассматриваемого волновода будет

$$Z_{\text{вх}} = i \frac{\left( 1 - \frac{A}{p \varphi^2} e^{-\varphi z} \right) \left( 1 - \frac{1}{p} \right)}{\left( 1 - \frac{1}{p} e^{-\varphi z} \right)} \cdot \frac{\sin(\sqrt{A} z) \omega m_1}{\sqrt{A} \cos(\sqrt{A} z) + \frac{A}{p \varphi} \sin(\sqrt{A} z)}. \quad (34)$$

Здесь  $A = \omega^2 m_1 / S E_0$ ;  $m_1$  — масса на единицу длины;  $\omega$  — частота;  $S$  — поперечное сечение волновода.

Так как в  $z$  входит  $x$  и  $t$ , то, принимая любую из этих величин за параметр (т. е. фиксируя определенное расстояние  $x$  или время  $t$ ), можно найти, как изменяется  $\dot{\xi}_m$  и  $F_m$  во времени или вдоль волновода. Из выражения (34), приравняв его нулю, можно найти уравнение для резонансных частот

$$\text{tg} \sqrt{A} z = \frac{A}{p \varphi^2} e^{-\varphi z}, \quad (35)$$

которые могут быть определены из найденных значений корней  $A$  этого уравнения.

В реально применяемом диапазоне частот 10—20 кГц для волноводов, выполненных из сталей различных марок, при обработке расплавов

при температурах горячего конца волновода порядка 1400—1650° С поправка на частоту за счет неравномерного по длине нагрева может достигать 6—8%.

## § 10. Полупромышленные установки

Приведем краткое описание полупромышленных установок, разработанных в Центральном научно-исследовательском институте им. И. П. Бардина и работающих на экспериментальном заводе этого института. При выборе способов обработки и разработке конструкций были учтены все приведенные ранее соображения.

Первая из этих установок предназначается для обработки слитков, кристаллизующихся в изложницах, и предусматривает ввод колебаний через отверстие в дне изложницы. Вторая установка применяется при обработке слитков, выплавляемых в вакуумной дуговой печи.

Источником электрических колебаний для питания магнитоотрицательных преобразователей обеих установок является ламповый генератор мощностью 150 *вт*, способный работать в диапазоне частот от  $8 \cdot 10^3$  до  $30 \cdot 10^3$  *гц*. Такой генератор был построен на базе типового лампового генератора ЛГП-200, который в обычном исполнении предназначается для питания плавильных высокочастотных печей (соответственно своему типовому назначению генератор имеет номинальную частоту  $2 \cdot 10^5$  *гц*).

Применительно к новому назначению генератор подвергся необходимым изменениям, которые заключались в использовании специальной схемы анодного контура и введении узлов и элементов, обеспечивающих работу в выбранном ультразвуковом диапазоне. Такими узлами и деталями являются переключающие устройства для выбора необходимого режима работы в заданном диапазоне, конденсаторы, регулируемые индуктивности и дроссели. Элементы схемы, относящиеся к питанию генератора, и их взаимосвязь мы не рассматриваем, так как они входят в типовую схему генератора ЛГП-200. Контур ультразвукового генератора состоит из основной индуктивности  $L_k$ , вариометра  $L_v$ , основной емкости  $C_k$ , емкости обратной связи  $C_c$  и индуктивности магнитоотрицательного преобразователя  $L_n$ . Дроссель  $L_n$  осуществляет защиту цепи подмагничивания. Преобразователь включен в емкостную ветвь колебательного контура. Схема — одноконтурная, и хотя это затрудняет выбор оптимального числа витков обмотки возбуждения преобразователя (ограничивает возможность изменения этого числа), упрощает и удешевляет само оборудование, что особенно важно для создания установок большой мощности. Обратная связь в этой схеме емкостная. Такое схемное решение, во-первых, обеспечивает возможность заземления одного из полюсов источника тока подмагничивания и заземление одного из концов обмотки возбуждения преобразователя, а во-вторых, при емкостной обратной связи значительно уменьшается возможность возникновения паразитных колебаний на частотах выше рабочей. В данной установке с условиями возникновения паразитных колебаний необходимо особенно считаться вследствие большой протяженности высокочастотных соединительных шин, сложной трассировки проводов к переключающим устройствам и к магнитоотрицательным преобразователям и наличия паразитных емкостей проводов и дополнительных деталей (анодных и сеточных дросселей с ферромагнитными сердечниками).

Выбранное распределение индуктивностей (в обеих ветвях) обеспечило, кроме того, возможность удобного и достаточно независимого выбора необходимых значений собственной частоты контура и его эквивалентного сопротивления, на которое нагружены генераторные лампы.

Емкость контура может быть легко изменена специальным переключающим устройством. Катушка индуктивности является основной индуктивностью контура и выполнена без ферромагнитного сердечника. Вариометр, управляемый с пульта ультразвуковой установки, обеспечивает плавную оперативную подстройку частоты. Некоторое изменение частоты осуществляется также регулировкой (в небольших пределах) тока подмагничивания преобразователя. Значение частоты контролируется по стрелочному измерителю частоты, расположенному на том же пульте. Величина постоянного тока подмагничивания осуществляется амперметром, расположенным на пульте, на котором расположены также органы регулировки режимом колебаний и сигнализации.

На рис. 46 приведен эскиз узла магнито-стрикционного преобразователя с волноводной системой (без бака охлаждения) для обработки расплава в изложнице. Магнито-стрикционный преобразователь — пакетный четырехстержневой, собран из листов железокобальтового сплава К-65, толщина листов 0,15 мм. На каждом стержне уложено по 10 витков провода, изоляция которого обеспечивает возможность работы в охлаждающей воде. Преобразователь помещается в бак охлаждения и закрепляется в своей узловой плоскости. Вес преобразователя 100 кг. С преобразователем связан концентратор, скрепление и обеспечение необходимого акустического контакта между этими звеньями осуществлено при помощи ультразвукового сцепления [46]. Такое сцепление получается в результате воздействия упругих колебаний, создаваемых преобразователем, на пришлифованную поверхность соприкосновения нижнего торца концентратора с верхней плоскостью преобразователя. При достаточном постоянном усилии (создаваемом весом концентратора) поверхность соприкосновения под действием упругих колебаний очищается от загрязнений и окисных пленок и лучше пришлифовывается. Возникающее в результате этого молекулярное сцепление обеспечивает необходимый акустический контакт и прочность соединения.

Описанное соединение осуществлено впервые. Вес стального концентратора 52 кг. Концентратор связан с полуволновым стальным цилиндрическим волноводом 3 сваркой по всей контактной поверхности. Соединение волновода с рабочим волноводом 4 производится при помощи электромагнитной муфты 5. Этот способ соединения ультразвуковых волноводов применен впервые в таких конструкциях [31]. Применение электромагнитной муфты обеспечивает быструю смену волновода. Каждый волновод имеет вес около 10 кг. В узловой плоскости волновода имеется фланец,

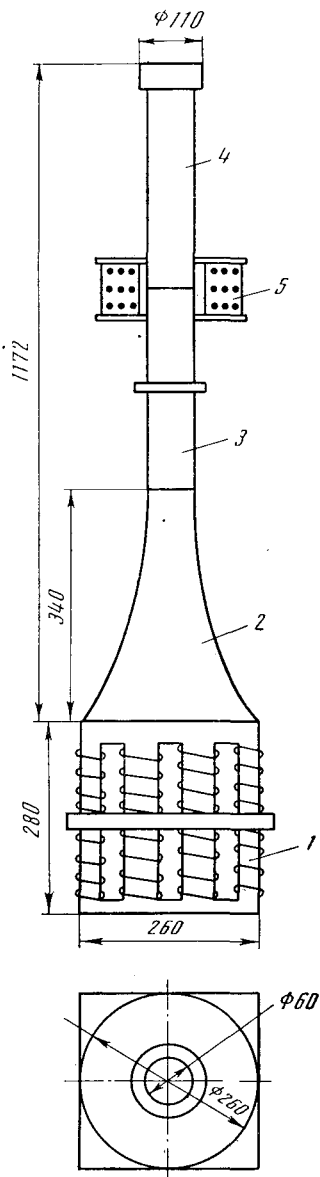


Рис. 46. Магнито-стрикционный преобразователь с волноводной системой

1 — магнито-стрикционный преобразователь; 2 — концентратор; 3 — полуволноводный стальной цилиндрический волновод; 4 — рабочий волновод; 5 — электромагнитная муфта

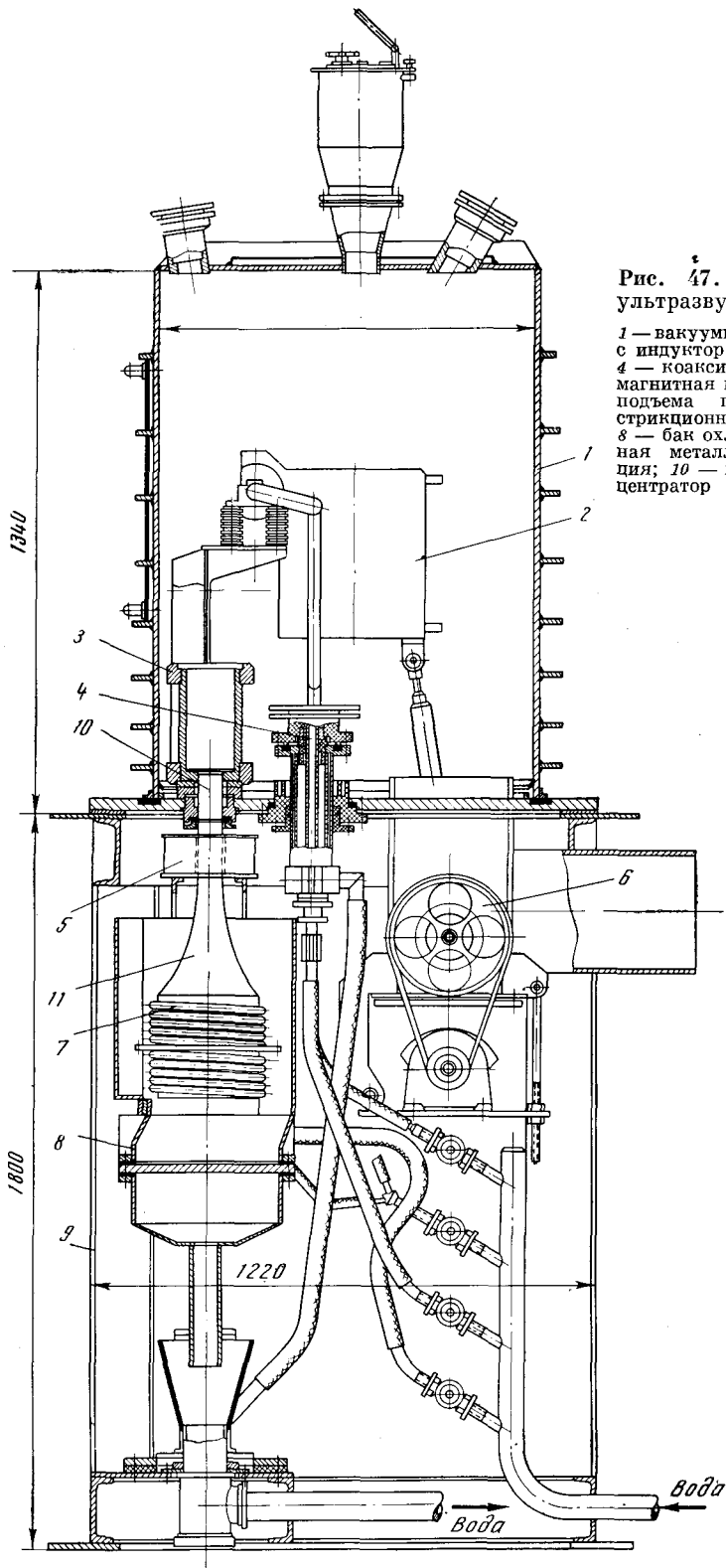
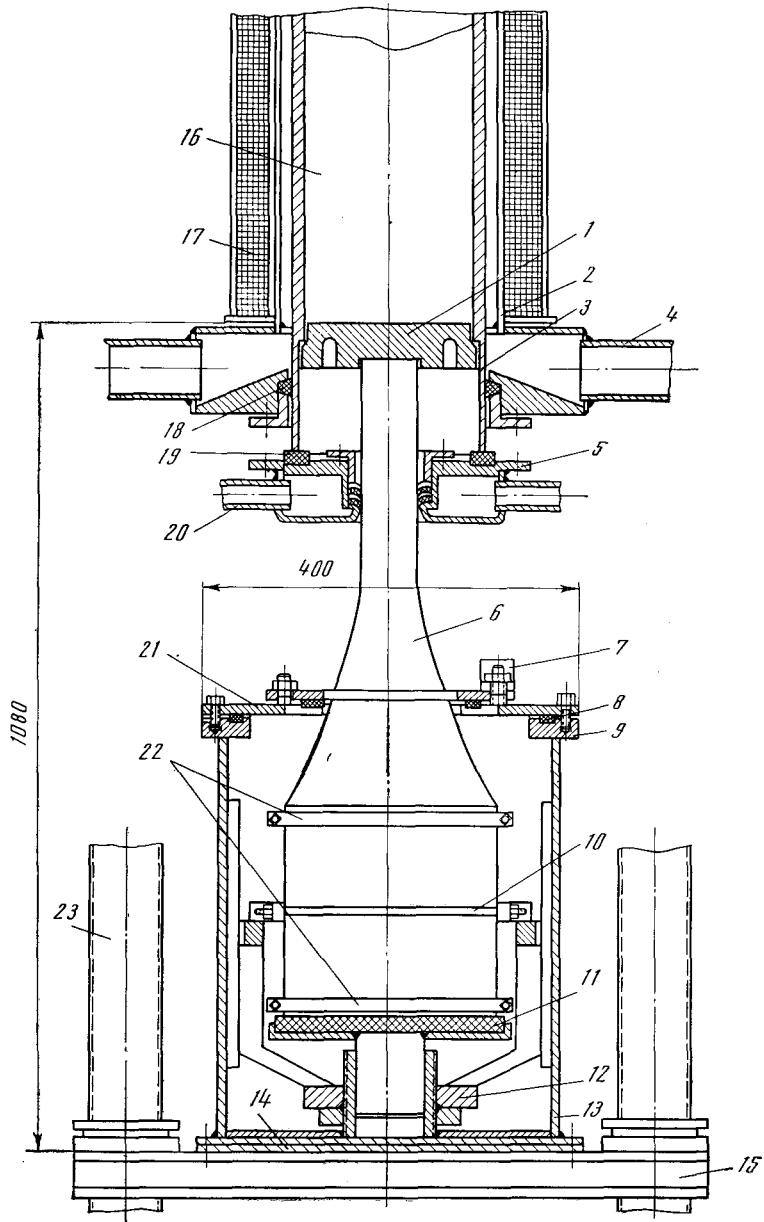


Рис. 47. Рабочий узел  
ультразвуковой установки

1 — вакуумный колпак; 2 — печь  
с индуктором; 3 — изложница;  
4 — коаксиальный ввод; 5 —  
магнитная муфта; 6 — механизм  
подъема печи; 7 — магнито-  
стрикционный преобразователь;  
8 — бак охлаждения; 9 — опор-  
ная металлическая конструк-  
ция; 10 — волновод; 11 — кон-  
центратор



**Рис. 48. Ультразвуковая установка для обработки слитков, выплавляемых в дуговой вакуумной печи ЦЭП-317**

1 — излучатель-затравка; 2 — водоохлаждаемая рубашка кристаллизатора; 3 — кристаллизатор; 4 — патрубок водоохлаждаемой рубашки кристаллизатора; 5 — вильсоновское уплотнение; 6 — концентратор; 7 — подвод электропитания печи; 8 — уплотнение бака охлаждения; 9 — переходное кольцо крышки бака охлаждения; 10 — магнитострикционный преобразователь; 11 — резиновая прокладка; 12 — механизм подъема и опускания преобразователя; 13 — бак охлаждения преобразователя; 14 — изоляционная прокладка; 15 — траверса подъема печи; 16 — обрабатываемый слиток; 17 — соленоид; 18 — уплотнение водяной рубашки кристаллизатора; 19 — вакуумное уплотнение кристаллизатора; 20 — водоохлаждение вильсоновского уплотнения; 21 — крышка бака охлаждения преобразователя; 22 — стяжки преобразователя; 23 — винты перемещения траверсы

которым волновод прижимается к стенкам отверстия в полу рабочей площадки (рис. 47). Излучатель (см. рис. 46) — расширенная верхняя часть волновода — входит в донное отверстие изложницы. Установка для обработки ультразвуком в изложнице обеспечивает проведение плавки, разливки и обработки как при атмосферном давлении, так и в вакууме (порядка  $10^{-2}$  мм), для чего имеются форвакуумный и диффузионные насосы. Обрабатываемые ультразвуком слитки весом до 25 кг выплавляются в индукционной печи, питаемой машинным генератором.

На рис. 47 изображен рабочий узел установки для обработки ультразвуком в изложнице.

Вторая установка, предназначенная для обработки слитков, выплавляемых в дуговой вакуумной печи, находится на расстоянии около 50 м от описанного ультразвукового генератора. Магнитострикционный вибратор (такой же мощности, как и в первой установке) получает электропитание по специальному кабелю от этого генератора через переключающее устройство, обеспечивающее подачу напряжения на преобразователи первой или второй установок.

Схематический вид установки показан на рис. 48. Во время работы она располагается непосредственно под дуговой печью типа ЦЭП-317 так, чтобы рабочий волновод входил в кристаллизатор, и его торец одновременно является затравкой для слитка. Обеспечение вакуума осуществляется различными способами (на рис. 48 приведен вариант с использованием уплотнения типа Вильсона). После окончания плавки установка (преобразователь с волноводной системой и баком охлаждения) откатывается в сторону и слиток вынимается. На этой печи обрабатываются слитки весом до 350 кг. Следует отметить, что мощность этой ультразвуковой установки может обеспечить обработку слитков значительно большего веса.

Опыт обработки слитков при вакуумном дуговом переплаве подтвердил рассмотренную выше возможность работы установки без подстройки частоты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я. Соколов. Влияние ультразвука на химические реакции. ЖТФ, № 3, 176, 1936.
2. G. Schmid, L. Ehret. Die Wirkung intensiven Schalls auf Metallschmelzen. — Z. Elektrochem., 43, 11, 1937.
3. H. Seeman. Metallforschung mit Ultraschall. — Metall-Wirtsch., N 5, 1936.
4. В. И. Данилов, Е. Е. Плужник, Б. М. Тверовский. Кристаллизация пиперина в ультразвуковом поле. — ЖЭТФ, 9, вып. 1, 55, 1939.
5. В. И. Данилов, Б. М. Тверовский. Кристаллизация органических веществ в ультразвуковом поле. — ЖЭТФ, 10, вып. 11, 1305, 1940.
6. А. П. Капустин. Влияние ультразвука на кинетику кристаллизации. Изд-во АН СССР, 1962.
7. В. И. Данилов, Г. Х. Чеджемов. Влияние ультразвука на кристаллизацию переохлажденных жидкостей и формирование структуры первичной кристаллизации. Сборник трудов ЦНИИЧМ «Проблемы металловедения и физики металлов», вып. 4, Металлургиздат, 1955, стр. 34.
8. В. В. Заболеев-Зотов, Г. И. Погодин-Алексеев. Влияние ультразвуковых колебаний на формирование структуры эвтектических сплавов. — Металловедение и обработка металлов, № 1—2, 1958.
9. О. В. Абрамов. Влияние ультразвука на параметры кристаллизации веществ. Сборник докладов VI конференции «Развитие теории и практики внедрения прогрессивной ультразвуковой технологии в машиностроении», ЦИ НТО Машпром, 1965, стр. 55.
10. О. В. Абрамов, И. И. Теумин. Роль нерастворимых примесей при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле. — ФММ, 15, № 5, 710, 1963.
11. О. В. Абрамов, И. И. Теумин, В. Е. Неймарк. К вопросу об особенностях и механизме воздействия упругих колебаний на процесс кристаллизации металлов и сплавов. Сборник докладов «Кристаллизация и фазовые переходы». Изд-во АН СССР, 1962, стр. 358.

12. Д. Е. Темкин. О молекулярной шероховатости границы кристалл—расплав. Сборник докладов «Механизм и кинетика кристаллизации». Изд-во «Наука и техника», 1934, стр. 86.
13. И. Л. Аптекарь, Д. С. Каменецкая. О влиянии давления на зарождение центров новой фазы. — ФММ, 14, 2, 316, 1962.
14. И. И. Теумин. Обработка ультразвуком металлов в процессе кристаллизации. Сборник трудов ЦНИИЧМ «Проблемы металловедения и физики металлов», вып. 7, 1962, 375.
15. О. В. Абрамов, И. И. Теумин. Обрабатываемость чистых металлов упругими колебаниями. — ФММ, 18, № 1, 88, 1964.
16. П. П. Пугачевич, И. П. Алтынов. Температурная зависимость поверхностного натяжения висмута и его сплавов с натрием и калием. — ДАН СССР, 86, № 1, 117, 1952.
17. И. И. Теумин. Введение ультразвуковых колебаний в обрабатываемые среды. «Физика и техника мощного ультразвука», кн. I. Источники мощного ультразвука. Изд-во «Наука», 1967.
18. О. В. Абрамов, В. Е. Неймарк, И. И. Теумин. О механизме воздействия ультразвука на процесс кристаллизации металлов и сплавов. — ФММ, 13, № 6, 875, 1962.
19. В. Т. Борисов. Кристаллизация бинарного сплава при сохранении устойчивости. — ДАН СССР, 136, № 3, 583, 1960.
20. W. Tiller. Alloy Crystal Growth. — Trans. AIME, 9, 847, 1957.
21. G. Sutton. Photoelastic Study of Strain Waves Brought by Cavitation. — J. Appl. Mech. 24, 340, 1957.
22. И. В. Есаулов, Б. Н. Степанов, Ю. И. Китайгородский, Г. И. Погodyn-Алексеев. Получение дисперсных сплавов алюминия с частицами окислов и карбидов. Сборник трудов IV конференции «Применение ультразвука в машиностроении». М., 1963, стр. 32.
23. Н. Г. Ярцев, В. И. Яковлев. Диаграмма состояния системы нафталин—азобензол. Сборник трудов Куйбышевского индустр. ин-та. 10, 130, 1955.
24. О. В. Абрамов. Влияние ультразвука на скорость зарождения центров и форму фронта кристаллизации в органических веществах. Сборник докладов «Рост и несовершенство металлических кристаллов». Киев, изд. «Наукова Думка», 1966, стр. 326.
25. С. Б. Масленков, Т. В. Егоршина. Применение метода локального рентгеноспектрального анализа к исследованию дендритной ликвации. — Заводская лаборатория, № 11, 1334, 1964.
26. О. В. Абрамов. Ультразвуковая обработка бинарных сплавов. Сборник докладов V конференции «Применение ультразвука в машиностроении». ЦП НТО Машпром, 1964, стр. 10.
27. В. Е. Неймарк. Влияние некоторых факторов на процесс кристаллизации модифицированного металла. Сборник трудов ЦНИИЧМ «Проблемы металловедения и физики металлов», вып. 7. Металлургиздат, 1932, стр. 417.
28. Г. И. Эскин. Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия. Металлургия, 1965.
29. О. В. Абрамов, В. Е. Неймарк, И. И. Теумин. Обрабатываемость ультразвуком некоторых сталей различных классов. Сборник докладов V конференции «Применение ультразвука в машиностроении», ЦП НТО, Машпром, 1964, стр. 57.
30. Я. Б. Гуревич, В. И. Леонтьев, И. И. Теумин. Влияние ультразвука на структуру и свойства стального слитка. — Сталь, № 5, 406, 1957.
31. И. И. Теумин, И. С. Лупаков, В. И. Ломакин. Обработка бористых сталей упругими колебаниями. — Сталь, № 9, 834, 1966.
32. О. В. Абрамов, Н. Н. Дмитриев, В. Г. Маркин, Л. А. Тараканов, И. И. Теумин. Ультразвуковая обработка слитков, выплавляемых в вакуумной дуговой печи. Сборник докладов V конференции «Развитие теории и практики внедрения прогрессивной ультразвуковой технологии в машиностроение», ЦП НТО, Машпром, 1965, стр. 66.
33. И. И. Теумин, М. В. Чухров, С. И. Боровикова. Влияние упругих колебаний ультразвука на структуру и свойства сплавов системы Mg—Mn. — В сб. «Магниеые сплавы». Оборонгиз, 1961, стр. 43.
34. В. Е. Неймарк, И. И. Теумин, М. Я. Фишкис. Влияние модификаторов и нерастворимых примесей на кристаллизацию висмута и цинка в поле упругих колебаний. — Литейное производство, № 9, 25, 1962.
35. И. И. Теумин. Методы и особенности введения упругих колебаний в расплавленные металлы. — Изв. АН СССР, ОТН. Металлургия и топливо, № 1, 24, 1961.
36. И. И. Теумин. Ультразвуковые колебательные системы. Машгиз, 1959.
37. К. В. Горев, З. Н. Проскурина, Л. А. Шевчук. Кристаллизация магниевого чугуна под действием ультразвука. — Литейное производство, № 4, 35, 1961.

38. К. В. Горев, Л. А. Шевчук Влияние ультразвука на структуру магниевого чугуна. — ДАН БССР, 3, № 7, 298, 1959.
39. H. Seeman, H. Staats, K. Pretor. Verfahren zur Schwingungsbehandlung von Metall und Stahlschmelzen unter besonderer Berücksichtigung der Kornfeinung durch Erstarrungsbeschallung. — Arch. Eisenhüttenwesen, 38, N 4, 257, 1967.
40. Г. И. Погодин-Алексеев. Ультразвук и низкочастотная вибрация в производстве сплавов, НТО Машпром, 1961.
41. Г. И. Погодин-Алексеев, Н. Д. Галушкин, Е. А. Шевцов. Влияние ультразвука на некоторые физико-химические свойства баббита Б-83. — В сб. «Ультразвук в машиностроении», ЦНИИПИ, 1966, стр. 50.
42. М. Б. Альтман, Н. П. Стромская, В. И. Слотин, Г. И. Эскин. Изменение структуры и свойств алюминия и сплавов на его основе при обработке ультразвуком. Изв. АН СССР, ОТН. Metallургия и топливо, № 3, 18, 1959.
43. И. И. Теумин. Измерение мощности упругих колебаний, вводимых в нагрузку. — Акуст. ж., 8, вып. 3, 372, 1962.
44. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. ГТТЛ, 1952.
45. W. Koster. Z. Metallkunde, 39, N 1, 1, 1948.
46. И. И. Теумин. Ультразвуковое сцепление. — Техничко-информационный бюллетень ОКБ—УВУ № 4 (10), 15, 1959.



ЧАСТЬ VIII

**ДИФФУЗИЯ  
В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ**

*М. Е. Архангельский,  
Ю. Г. Статников*

**Часть VIII**  
**ОГЛАВЛЕНИЕ**

Введение . . . . .	517
Глава 1. Воздействие ультразвуковых колебаний на процесс диффузии . . . . .	518
§ 1. Общие сведения о диффузионной кинетике в жидкостях и газах . . . . .	518
§ 2. Увеличение коэффициента диффузии в звуковом поле . . . . .	519
§ 3. Влияние звуковых колебаний на диффузионный поток . . . . .	521
§ 4. Влияние ультразвуковых колебаний на процесс диффузии в газе и жидкости при нормальном падении волны на плоскость . . . . .	525
§ 5. Влияние ультразвука на процесс диффузии газа из жидкости в пузырьки при акустической дегазации . . . . .	527
§ 6. Процесс диффузии через пористые перегородки в звуковом поле . . . . .	527
§ 7. О целесообразности применения акустических колебаний для ускорения процессов диффузии . . . . .	528
Глава 2. Ускорение электрохимических превращений ультразвуковыми колебаниями . . . . .	530
§ 1. Поведение потенциала катода в звуковом поле . . . . .	532
§ 2. Катодный ток в звуковом поле . . . . .	533
§ 3. Поведение катода в звуковом поле в условиях газовыделения . . . . .	534
§ 4. Электродное выделение газа в звуковом поле . . . . .	536
§ 5. Некоторые практические выводы по осаждению металлов в ультразвуковом поле . . . . .	538
§ 6. Воздействие звукового поля на осадочную пассивацию катодных процессов . . . . .	539
§ 7. Анодные процессы в звуковом поле . . . . .	540
§ 8. Растворение, коррозия и пассивация металлов в ультразвуковом поле . . . . .	541
Глава 3. Процесс проявления экспонированного фотослоя в ультразвуковом поле . . . . .	544
§ 1. Общие сведения о кинетике фотографического проявления . . . . .	544
§ 2. Роль связующей среды фотослоя при ускорении процесса проявления . . . . .	547
§ 3. Проявление фотослоя в звуковом поле и потоке . . . . .	549
§ 4. Роль световой экспозиции . . . . .	552
§ 5. Энергия активации процесса в звуковом поле и потоке . . . . .	553
§ 6. Механизм ускорения процесса проявления в стоячей звуковой волне . . . . .	555
§ 7. Ускорение процесса проявления при нормальном падении ультразвуковой волны на фотослой . . . . .	557
Глава 4. Процесс кристаллизации в ультразвуковом поле . . . . .	559
§ 1. Линейная скорость кристаллизации . . . . .	560
§ 2. Кинетика массовой кристаллизации . . . . .	564
§ 3. Центры кристаллизации . . . . .	565
§ 4. Роль других эффектов ультразвука в формировании устойчивых зародышей кристаллизации . . . . .	569
§ 5. Кристаллизация в пограничном слое . . . . .	571
§ 6. Выводы . . . . .	571
Литература . . . . .	572

## ВВЕДЕНИЕ

Эта часть книги посвящена рассмотрению разнообразного круга физико-химических превращений в жидкостях и газах, когда диффузионные ограничения заметно влияют на скорость течения процесса в целом. При этом существенно в характере воздействия ультразвука не только ускорение течения различных физико-химических реакций, но и некоторые тонкие и важные изменения в звуковом поле на границе раздела фаз, когда в конечном итоге получают качественно иные результаты процесса.

По механизму ультразвукового воздействия процессы можно разбить на четыре основных группы: 1) превращения, где ультразвук влияет на диффузию реагирующих веществ на границе раздела фаз; 2) процессы внутри капиллярно-пористых тел, заполненных жидкостью; 3) перенос жидкой среды внутри капиллярно-пористых тел, заполненных газом; 4) нарушение коллоидных структур (пептизация) в пограничном слое и тиксотропных явлений в объеме среды. В некоторых превращениях звук воздействует по комплексному механизму, например, в процессах электрохимического или химического осаждения и растворения металлов, где наряду с ускорением массопереноса веществ проявляется пептизирующее действие звуковых колебаний.

Существенным вопросом в данном случае является возможность математического описания эффекта ускорения процессов под действием звука и сравнения этого действия с аналогичными незвуковыми внешними ускорителями (например, направленный поток, температура и т. д.), чтобы можно было выявить специфику течения физико-химических превращений в ультразвуковых полях. Последнее важно для изучения диффузионных процессов, где перенос и собственно молекулярное движение частиц взаимно перекрывают друг друга, и разделение их экспериментальным путем представляет собой чрезвычайно трудную задачу.

К особенностям настоящей части книги необходимо отнести тот факт, что рассмотрение поведения процессов в звуковом поле проводится здесь при условии безкавитационного режима облучения сред, хотя привлекаются некоторые результаты экспериментов, проведенных при наличии кавитации в жидкости и на границе раздела фаз. Обсуждаются, так сказать, вторичные эффекты звукового поля, или слабо выраженные явления первого порядка, имеющие место при относительном колебательном смещении частиц жидкости и твердой среды. Сказанное выше не снижает ценность получаемых выводов для безкавитационного режима, так как явления, возникающие в физико-химических системах под действием кавитационных взрывов, имеют совсем иные закономерности при варьировании внешних параметров среды и условий эксперимента.

Рассматриваемые здесь процессы освещены в различной степени; из-за недостаточности материала затронуты далеко не все эффекты, возникающие на границе раздела фаз в звуковом поле, так или иначе связанные с массопереносом вещества.

Глава 1 написана совместно с Ю. Г. Статниковым, остальные главы написаны М. Е. Архангельским.

## ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПРОЦЕСС ДИФФУЗИИ

Среди новых методов исследования свойств вещества и воздействия на самые разнообразные физические и химические процессы, используемые в различных отраслях промышленности, видное место занимает применение звуковых и ультразвуковых колебаний.

Настоящая глава посвящена ускорению диффузионных процессов в звуковом поле, к числу которых прежде всего следует отнести гетерогенные превращения в жидкостях и газах. Под гетерогенными процессами, или реакциями, мы будем подразумевать те химические или физико-химические превращения, которые происходят на некоторых поверхностях. При столь широком понимании термина «гетерогенные превращения» к ним будут отнесены и каталитические реакции, адсорбция и десорбция на твердых телах и жидкостных поверхностях: растворение и осаждение, электрохимические реакции, испарение, сублимация и конденсация.

Всякая гетерогенная реакция включает три стадии: перенос реагирующих частиц к поверхности, на которой происходит реакция; собственно гетерогенная реакция (химическое превращение и т. д.); отвод реагирующих частиц от места реакции.

Суммарная скорость гетерогенного процесса определяется скоростью отдельных стадий реакции. Если, однако, скорость одного из этапов процесса меньше скорости других, то, как всегда, суммарная скорость процесса будет определяться скоростью наименее медленной стадии. Когда медленной стадией процесса является подача или отвод реагентов от места реакции, говорят, что реакция идет в диффузионной области, или по диффузионной кинетике.

В этой главе будет рассмотрена только диффузионная кинетика в жидкостях и газах при наличии звукового поля, и на основании результатов рассмотрения будут сделаны практические выводы об использовании акустических колебаний для ускорения диффузионных процессов.

### § 1. Общие сведения о диффузионной кинетике в жидкостях и газах

Многочисленные эксперименты показали, что скорость гетерогенных реакций, идущих по диффузионной кинетике, определяется диффузией, возникающей вследствие наличия разности концентраций вещества между слоем вещества, непосредственно примыкающим к поверхности, и толщей жидкости. Математически это утверждение выражается так называемым законом Фика:

$$J = D \int_S \left. \frac{\partial C}{\partial n} \right|_{s=0} dS, \quad (1)$$

где  $J$  — поток вещества к поверхности;  $D$  — молекулярный коэффициент диффузии;  $\left. \frac{\partial C}{\partial n} \right|_{s=0}$  — градиент концентрации на поверхности;  $S$  — площадь поверхности. Для практических расчетов пользуются коэффициентом Нуссельта  $Nu$ , который представляется в виде

$$Nu = \frac{Jl}{\Delta CSD} = \left( \frac{\partial C}{\partial n} \right)_{s=0} \frac{l}{\Delta C}, \quad (2)$$

где  $l$  — характерный размер поверхности;  $\Delta C$  — разность концентраций между слоем на поверхности и толщиной жидкости.

Из целого ряда экспериментов, обзор которых можно найти в работах [1—3], следует, что поток вещества  $J$  при наличии звукового поля возрастает, т. е. происходит ускорение гетерогенных реакций, идущих по диффузионной кинетике. Согласно закону Фика, это возможно только в том случае, когда в звуковом поле может увеличиться коэффициент диффузии  $D$  или градиент концентрации на поверхности  $\partial C/\partial n$ . Рассмотрим возможные изменения этих величин в ультразвуковом поле.

## § 2. Увеличение коэффициента диффузии в звуковом поле

Согласно Эйнштейну [4], коэффициент диффузии имеет вид

$$D = k_0 T b; \quad (3)$$

здесь  $k_0$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $b$  — подвижность (для сферических частиц,  $b = 1/6 \pi \eta r$ , где  $\eta$  — вязкость среды,  $r$  — радиус частиц).

Из отношения (3) видно, что коэффициент диффузии зависит от температуры среды, которая действительно может меняться в звуковом поле по трем причинам. Первая заключается в том, что звуковая волна поглощается, и потеря ее энергии приводит к изменению температуры среды  $\Delta T_1$ . Увеличение температуры в этом случае можно вычислить из уравнения теплового баланса

$$Q_{\text{потерь}} = c_v \rho_0 \Delta T_1 x, \quad (4)$$

где

$$Q_{\text{потерь}} = I_0 (1 - e^{-\alpha' x}), \quad \alpha' = \frac{(\frac{4}{3}\eta + \xi) \cdot \omega^2}{2\rho_0 c_0^3};$$

$\rho_0$  — плотность среды;  $c_v$  — удельная теплоемкость среды;  $x$  — путь, проходимый звуковой волной;  $I_0$  — интенсивность звуковой волны;  $\xi$  — коэффициент второй вязкости;  $c_0$  — скорость звука в среде;  $\omega$  — циклическая частота звуковых колебаний.

Зная параметры звуковой волны ( $I_0$  и  $\omega$ ), а также параметры среды ( $c_v$ ,  $\rho_0$ ,  $c_0$  и т. д.), можно по формуле (4) найти изменение температуры за счет поглощения звуковой волны в среде.

В качестве примера определим, насколько нагревается вода объемом в  $1 \text{ см}^3$ , если интенсивность звуковой волны равна  $I_0 = 1 \text{ вт/см}^2$  и частота  $\omega = 2\pi \text{ Мгц}$  (величины интенсивности и частоты взяты из условия, чтобы в воде не наступала кавитация).

Согласно формуле (4), нагрев не будет превышать в этом случае  $10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$ , т. е. практически температура среды не изменяется. Проведем тот же расчет для нагрева  $1 \text{ см}^3$  воздуха, полагая  $I_0 = 4 \text{ вт/см}^2$  и  $\omega = 2\pi \cdot 18 \text{ кгц}$  (обычные величины, используемые в практике). Повышение температуры в этом случае будет примерно  $10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$ . Таким образом, нагрев в результате поглощения звука в свободной среде оказывается незначительным.

Второй причиной, из-за которой может произойти нагрев ( $\Delta T_2$ ), является адиабатическое сжатие среды в звуковом поле. Согласно [4],

$$\Delta T_2 = \frac{c_0^5 T}{c_p} V_0, \quad (5)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $V_0$  — амплитуда колебательной скорости звуковой волны;  $\beta^*$  — коэффициент теплового расширения среды. Используя те же данные для звуковой волны и

сред, получим, что изменение температуры в воде не превышает  $\Delta T_2 = 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ , в воздухе  $\Delta T_2 = 0,3 \text{ }^\circ\text{C}$ , т. е. такое изменение температуры не может заметно влиять на коэффициент диффузии в звуковом поле.

Наиболее значительно вследствие поглощения звуковой волны нагревается среда в капиллярах и на поверхности раздела фаз [4]. Энергия звука, поглощенная в капиллярах, согласно [4], равна

$$Q_{\text{потерь}} = E_0 \frac{\sqrt{\omega}}{\sqrt{2} r c_0} \left[ \sqrt{\chi} + \left( \frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \sqrt{\chi} \right], \quad (6)$$

где  $r$  — радиус капилляра;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\chi$  — коэффициент температуропроводности;  $E_0$  — энергия звуковой волны в капилляре. В качестве примера рассмотрим трубку радиусом 1 см и длиной 1 см. При перечисленных выше параметрах звукового поля для жидкости изменение температуры в капилляре за счет поглощения в нем звука  $\Delta T_3$  будет равно примерно  $10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ , а для воздуха  $\Delta T_3 = 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$ , т. е. весьма незначительно при таких радиусах трубки. С уменьшением радиуса энергии, вошедшая в капилляр, резко падает [5], так что изменение температуры среды в одиночном тонком капилляре также фактически будет очень малым.

Для реальных пористых тел, где отношение площади, не занятой порами, к общей площади пор равно  $g$ , энергия, вошедшая внутрь капилляров, определяется по формуле согласно Рэлею [5]:

$$E_0 = \frac{4M}{2M^2 + 2M + 1}; \quad (7)$$

здесь

$$M = \frac{2(1+g)}{r} \sqrt{\frac{\nu c_p}{c_v \omega}}.$$

Полагая  $g=1$ , т. е. площадь пор равна площади, занятой порами,  $r=10^{-4} \text{ см}$  и  $\omega=2\pi \cdot 10^6 \text{ гц}$ , получим, что в случае жидкости, заполняющей капилляры, почти вся энергия войдет в них и, согласно равенству (6) и уравнению теплового баланса (4),  $\Delta T_3=1 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для воздуха  $\omega=2\pi \cdot 18 \text{ кгц}$ ,  $r=10^{-4} \text{ см}$ , доля прошедшей энергии достигает 3,5%, а нагрев воздуха в капиллярах не будет превышать  $4 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Другой случай сравнительно сильного нагрева среды возможен при нормальном падении звуковой волны на плоскость. Причина этого явления заключается в том, что вблизи твердой стенки имеется периодически меняющаяся разность температур между жидкостью и стенкой. Однако на самой поверхности температуры соприкасающихся сред должны быть равны. В результате в тонком пристеночном слое возникает большой градиент температуры, который приводит к значительной диссипации энергии. Согласно [4], поглощение звуковой энергии у стенки равно:

$$Q_{\text{потерь}} = \frac{2I_0 \sqrt{2\omega}}{c_0} \left\{ \sqrt{\chi} \left( \frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \right\}. \quad (8)$$

Используя это соотношение совместно с уравнением теплового баланса, получим, что изменение температуры среды в результате поглощения у стенки  $\Delta T_4$  при выше перечисленных условиях будет равно для воды  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$  и для воздуха — приблизительно  $1 \text{ }^\circ\text{C}$ . Такой порядок нагрева наблюдался в экспериментальных работах для воздуха [6] и для воды [7].

Анализируя все изменения температуры в ультразвуковом поле, обусловленные различными причинами, видим, что максимальные изменения не превышают нескольких градусов Цельсия. Согласно формуле (3), отноше-

ние коэффициента диффузии в звуковом поле  $D_{зв}$  к коэффициенту диффузии в его отсутствие равно

$$\frac{D_{зв}}{D} = \frac{T + \Delta T}{T} \approx 0,1\% \quad (9)$$

Следовательно, можно сделать вывод, что коэффициент диффузии в свободной среде и при наличии граничных поверхностей практически не меняется в звуковом поле. К такому же выводу приходят авторы многочисленных экспериментальных исследований (см. довольно полный обзор в работе [2]). Таким образом, исходя из фундаментального соотношения Фика (1), можно считать, что в звуковом поле должен увеличиваться градиент концентрации реагирующих веществ на поверхности раздела фаз.

### § 3. Влияние звуковых колебаний на диффузионный поток

Чтобы найти градиент концентрации в самом общем виде, необходимо решить уравнение конвективной диффузии вида

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{V} \text{ grad}) C = D \Delta C, \quad (10)$$

где  $\mathbf{V}$  — скорость движения частиц среды. Поскольку (10) — уравнение в частных производных второго порядка с переменными коэффициентами, его точные решения могут быть получены лишь для простых геометрических случаев. Для решения уравнения необходимо знать систему граничных условий. В дальнейшем рассмотрении мы ограничимся самым простым условием:

$$\begin{aligned} C &= C_{\text{равн.}} \quad (\text{на поверхности}), \\ C &= C_{\infty} \quad (\text{в толще среды}). \end{aligned} \quad (11)$$

В звуковом поле скорость движения частиц среды складывается из скорости конвективного движения  $V_k^*$ , которое всегда существует в отсутствие звука (естественная конвекция), скорости колебательного движения  $V_{зв}$  и скорости акустических течений  $V_a$  [1]. Так как нас интересует только влияние звукового поля, то в уравнении (10) можно не принимать во внимание скорости  $V_k^*$ . Кроме того, из физических соображений, а также из оценок, приведенных в работах [8] и [9], следует, что влияние колебательной скорости  $V_{зв}$  на процесс диффузии незначительно и поэтому в уравнении (10) мы будем учитывать только скорость акустических течений  $V_a$ . К выводу о том, что в процессах диффузии существенны только скорости акустических течений, приходят почти все исследователи (см. обзоры [1—3]).

Таким образом, ход вычисления ускорения диффузионных процессов в звуковом поле заключается в необходимости решить уравнение (10) с граничными условиями (11), подразумевая под скоростью движения частиц среды скорость акустических течений.

В стоячей звуковой волне у твердой стенки, плоскость которой расположена по направлению распространения волны, имеют место периодически повторяющиеся вихревые акустические потоки. Тангенциальная  $u_x$  и нормальная  $u_y$  составляющие скорости потоков даются равенствами [5]:

$$\begin{aligned} u_x &= -\frac{V_0^2 \sin 2kx}{8c_0} [e^{-\beta y} (4 \sin \beta y + 2 \cos \beta y + 1) - 3]; \\ u_y &= -\frac{2kV_0^2 \cos 2kx}{8c_0} \left[ e^{-\beta y} \left( \sin \beta y + 3 \cos \beta y + \frac{1}{2} e^{-\beta y} \right) + 3\beta y \right], \end{aligned} \quad (12)$$

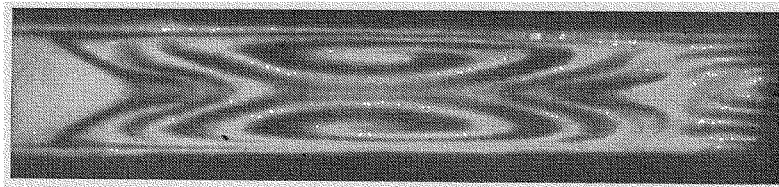
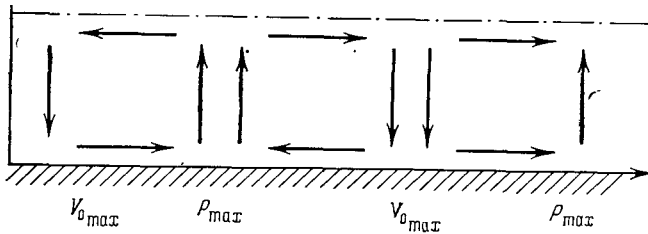


Рис. 1. Акустические потоки в трубе

$V_{0\max}$  — пучность колебательной скорости;  $P_{\max}$  — пучность давления

где  $k$  — волновое число, равное  $\omega/c_0$ ;  $\beta = \sqrt{\omega/2\nu}$ ;  $x, y$  — тангенциальная и нормальная координаты у поверхности раздела фаз. Конфигурация потока показана на рис. 1 (эксперимент Андраде [10]).

В работе [11] было показано, что скорость акустических течений, полученных Рэлеем, соответствует экспериментальным данным для сравнительно небольших уровней звукового давления. Если они велики, т. е.

$$V_0 > \sqrt{\nu\omega}, \quad (13)$$

то скорость акустических течений будет на порядок выше, и, согласно экспериментальным работам [12] и [13], она может быть представлена выражением

$$u_x = 2,7 \cdot 10^{-4} V_0^2 \sin 2kx (1 - e^{-\beta y}). \quad (14)$$

Акустические течения, возникающие у цилиндра и сферы радиусом  $a$ , если на них падает звуковая волна, даются равенством [14, 15]:

$$u_\theta = \frac{3}{2} \frac{V_0^2}{\omega a} \sin 2\theta \left\{ e^{-\beta y} \left[ \frac{2\beta y}{11} \sin \beta y - e^{-\beta y} \right] + 1 \right\}; \quad (15)$$

при  $y \rightarrow \infty$

$$u_\theta = \frac{3}{2} \frac{V_0^2}{\omega a} \sin 2\theta, \quad (16)$$

где значения  $\theta$  и  $y$  даны на рис. 2.

Соотношение (15) справедливо при  $\alpha\beta \gg 1$ ,  $V_0 a/\nu \gg 1$  и  $a \ll \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны звука в среде. Зная выражение для скорости акустических потоков (12), (14) и (15), можно найти в явном виде решение уравнения (10) с граничными условиями (11). Для жидкостей и газов ход вычислений, а значит и сами решения уравнения (10) будут различными. Это связано с тем, что число Прандтля  $Pr = \nu/D$  для газов имеет величину порядка единицы, а для жидкостей  $Pr \gg 1$ .

**Влияние звука на диффузию в газовых средах.** Эта задача тесно связана с явлениями испарения жидкости в воздухе или возгонки твердых частиц. Рассмотрим два случая: испарение со свободной поверхности и возгонка твердых частиц со сферы в воздух при воздействии ультразвука.



Так как испарение в звуковом поле может возрасти только тогда, когда влияние акустических течений становится больше влияния естественной конвекции, которая в воздухе довольно значительна, то, очевидно, должен существовать пороговый уровень звукового давления, ниже которого действие звуковых колебаний на процесс испарения будет несущественным. Экспериментально и теоретически такой уровень был обнаружен [16, 17]. По данным работы [16] этот порог лежит выше 130—140 дБ, поэтому для расчета влияния звуковых колебаний на процесс испарения лучше всего пользоваться формулой (14), дающей скорость акустических течений при больших значениях колебательной скорости. Этапы вычислений сводятся к следующему [8].

Уравнение (10) интегрируется по  $y$  в пределах от 0 до  $\infty$ . При этом получается интегральное соотношение в предположении, что процесс стационарен, так как скорость акустических течений не зависит от времени

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} (C - C_{\text{равн.}}) u_x dx = -D \left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (17)$$

Левая часть этого равенства определяется из следующего тождества, справедливого для  $\text{Pr}=1$ :

$$\frac{C - C_{\text{равн.}}}{C_{\infty} - C_{\text{равн.}}} = \frac{u_x - u_{x\infty}}{u_{x\infty}}, \quad (18)$$

где  $u_{x\infty}$  — скорость акустических течений при  $y \rightarrow \infty$ . Используя (17), (18) и (14), найдем  $dC/dy$ :

$$\left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{2,7 \cdot 10^{-4} V_0^2 k \cos 2kx}{\beta \cdot D} (C_{\text{равн.}} - C_{\infty}). \quad (19)$$

Отсюда по формуле (2) получим

$$\text{Nu}_a = \frac{2,7 \cdot 10^{-4} V_0^2 k \cos 2kx}{\beta D}, \quad (20)$$

где  $\text{Nu}_a$  — безразмерный коэффициент массопереноса в звуковом поле. Значение  $\text{Nu}_a$ , усредненное по длине канала, будет

$$\overline{\text{Nu}_a} = \frac{10^{-3} \omega L V_0^2}{\pi c_0 d \beta} \left[ 1 + \frac{1}{2kL} \right], \quad (21)$$

где  $L$  — характерная длина поверхности, с которой испаряется жидкость. Частотная зависимость процесса сушки хорошо описывается уравнением (21) (см. часть IX, стр. 579). Полученное в формуле (20) периодическое изменение локальных значений  $\text{Nu}_a$  хорошо согласуется с результатами экспериментальной работы [18].

Другой задачей, которую удается решить в явном виде, является массоперенос вещества в звуковом поле со сферы радиуса  $a$ . Ход решения такой задачи сводится к следующему. Решается уравнение диффузии (10) с граничными условиями (11), и в качестве скорости движения среды берется скорость акустических течений, возникающих вокруг сферы. Такая задача исследована в работах [8, 9]. Полученное там решение можно записать в виде

$$\text{Nu}_a = \frac{BV_0}{v_{\omega} D}, \quad (22)$$

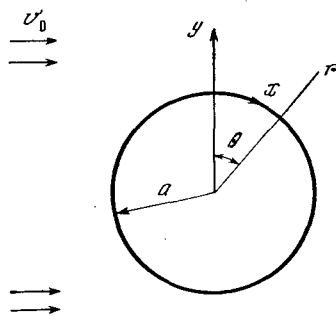


Рис. 2. Геометрия дифракции на отверстии

где  $B$  — постоянное число, равное, согласно работе [9], 1,7, а согласно работе [8], 2,4. Более точное совпадение с экспериментальными результатами, приведенными в работах [9] и [19], наблюдается при  $B=2,4$ . Различие в коэффициентах  $B$  связано, по-видимому, с тем, что авторы работы [9] пренебрегли влиянием пограничного слоя акустических течений, тогда как в работе [8] это обстоятельство было учтено.

**Влияние звука на диффузию в жидкостях.** Как указывалось выше, для жидкости метод вычисления скорости потока в звуковом поле остается тем же [надо решить уравнение (10) с граничными условиями (11), считая, что скорость движения среды представляет собой скорость акустических течений], с той лишь разницей, что меняется ход вычислений, так как число Прандтля для жидкостей  $Pr \gg 1$ .

В качестве примера рассмотрим влияние звуковых колебаний на процесс диффузии частиц проявителя к поверхности фотопластинки в стоячем звуковом поле, когда плоскость пластинки расположена параллельно направлению распространения волны. Использовать соотношение (17) нецелесообразно, так как равенство (18) для жидкостей уже не верно. Поэтому применим другой прием, воспользовавшись подстановкой Мизеса [20]:

$$u_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad u_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (23)$$

Тогда, если уравнение (9) стационарно, то при замене переменных по формуле (23) оно перейдет в [20]

$$\frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ u_x \frac{\partial C}{\partial \psi} \right]. \quad (24)$$

Дальнейшее упрощение уравнения (24) можно сделать, если интересоваться его решением вблизи поверхности  $y=0$ , т. е. при малых значениях функции тока  $\psi$ . Это позволяет разложить их в ряд и ограничиться квадратичным членом разложения. Тогда из (12) следует

$$u_x = \frac{V_0^2 \beta^2 y^2}{4c_0} \sin 2kx. \quad (25)$$

Подставляя (25) и (24) будем иметь

$$\frac{\partial C}{\partial (kx)} = \frac{(2,25)^{1/2} V_0^2 \beta^2 D^{3/2}}{kc_0^{1/2}} [\sin 2kx]^{1/2} \frac{\partial \psi}{\partial \psi} \frac{\partial C}{\partial \psi}. \quad (26)$$

Ход решения уравнения (26) с граничными условиями (11) подробно приведен в работе [21]. Диффузионный поток проявителя к фотопластинке авторы получили с помощью соотношения

$$J = j_0 \Phi_i, \quad (27)$$

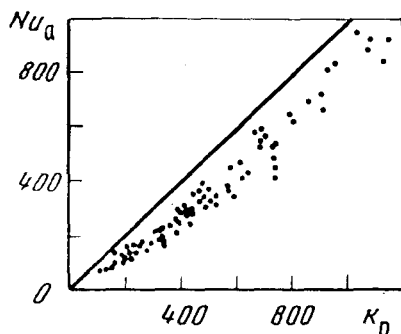
где  $j_0 = 0,42 \Delta C (V_0 \omega / c_0)^{1/2} (D^3 / \nu)^{1/4}$ ;  $\Phi_i$  — некая периодическая функция с периодом  $\lambda/2$ ; максимум этой функции лежит в пучности звукового давления. Равенство (27) дает локализацию процесса и зависимость его ускорения от частоты и амплитуды колебательной скорости звукового поля. Сравнение теории с экспериментом, проведенное в работе [21], показало, что наблюдается довольно хорошее совпадение по абсолютной величине (см. гл. 3), а также по локализации ускорения процесса проявления фотоэласта в ультразвуковом поле.

В заключение упомянем случай массообмена от сферы с жидкостью. Такая задача была решена [22] примерно тем же методом, что и для плоскости [21]. Согласно работе [22], коэффициент массопереноса оказался равным

$$\overline{Nu}_a = 0,99 K_0, \quad (28)$$

где  $K_0 = (V_0^2 a / \sqrt{\omega \nu} D)^{1/2}$ .

Рис. 3. Зависимость безразмерного коэффициента массопереноса (Нуссельта)  $Nu_a$  от величины колебательной скорости, входящей в переменную  $K_0$



Проверка полученной закономерности переноса (28) при колебании сферы в жидкости была проделана экспериментально при массообмене бензойная кислота (сфера)—вода. Получено хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 3, соответственно точки и сплошная кривая).

#### § 4. Влияние ультразвуковых колебаний на процесс диффузии в газе и жидкости при нормальном падении волны на плоскость

Существует ряд экспериментов, в которых показано, что если звуковая волна падает на пластинку нормально, то процесс массообмена идет значительно быстрее, чем в случае пластины, установленной параллельно направлению распространения волны. Объяснить это явление, очевидно, можно также с помощью потоков, возникающих в рассматриваемом случае. Образование микропотоков связано с дифракцией на конечном размере излучателя, так что около пластинки существует тангенциальная составляющая колебательной скорости  $V_t$  [23, 9]:

$$V_t = \frac{V_0 a}{r} \left[ J_0(z) - \frac{2J_1(z)}{z} \right] \psi(\beta), \quad (29)$$

где  $z = kr \sin \theta$ ;  $J_0, J_1$  — функции Бесселя;  $a$  — радиус излучателя, смысл  $r$  и  $\sin \theta$  виден из рис. 2;  $\psi(\beta) = \cos \omega t - e^{-\beta y} \cos(\omega t - \beta y)$ .

График функции  $V_t$  в зависимости от расстояния  $y$  от пластинки показан на рис. 4. Из рисунка видно, что при некотором расстоянии  $y = y_1$  тангенциальная составляющая колебательной скорости близка к нулю.

Зная колебательную скорость  $V_t$ , можно найти акустические потоки в пространстве  $y_1 \geq y \geq 0$ . Для этого необходимо решить уравнение акустических потоков [1]

$$\nu \nabla \times \Delta u = -\nabla \times (V_t \nabla) V_t \quad (30)$$

со следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} u &= 0 && \text{при } y = 0, \\ u &= 0 && \text{при } y = y_1. \end{aligned} \quad (31)$$

При этом решение имеет вид

$$u_x = -\frac{B_0}{2\omega} \cdot \frac{\partial B_0}{\partial r} \left\{ e^{-\beta y} (4 \sin \beta y + 2 \cos \beta y + e^{-\beta y}) + \frac{3}{2} - \frac{9}{2} \frac{(y_1 - y)^2}{y_1^2} \right\}; \quad (32)$$

$$\begin{aligned} u_y = -\frac{\partial}{\partial r} \left( B_0 \frac{\partial B_0}{\partial r} \right) \frac{1}{2\omega\beta} \left\{ e^{-\beta y} \left( \sin \beta y + 3 \cos \beta y + \frac{1}{2} e^{-\beta y} \right) + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \beta (y_1 - y) - \frac{3}{2} \frac{\beta (y_1 - y)^3}{y_1^2} \right\}, \end{aligned} \quad (33)$$

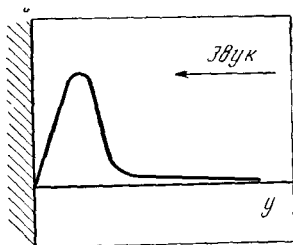


Рис. 4. Качественная картина изменения тангенциальной составляющей колебательной скорости  $V_t$  от расстояния  $y$  от пластинки

где

$$B_0 = \frac{V_0 a}{r} \left[ J_0(z) - \frac{2J_1(z)}{z} \right].$$

В экспериментах измерялся максимум нормальной составляющей скорости акустического потока  $u_y$  [23]. Из формулы (33) легко получить максимум составляющей скорости  $u_y$

$$u_{y\max} = \frac{3}{8} \frac{V_0^2 k}{c_0} \left\{ y_1 - y - \frac{(y_1 - y)^3}{y_1^2} \right\} \frac{a^6 k^2}{f_1^4}, \quad (34)$$

где  $f_1$  — расстояние между излучателем и пластинкой. Равенство (34) отличается от формулы Рэля наличием множителя  $a^6 k^2 / f_1^4$ , который определяет закон распределения величины скорости акустических потоков на поверхности фотопластинки.

На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость  $u_{y\max}$  от колебательной скорости  $V_0$  (кружочки на рисунке, частота 800 кГц) и рассчитанная по (34), при условии, что  $a=1,7$  см,  $y_1=0,6$  см,  $y=0,15$  см и  $f_1=7$  см (сплошная кривая). Теория и эксперимент очень хорошо совпадают.

Таким образом, из-за наличия акустических потоков ускорение процесса диффузии у поверхности пластинки будет описываться так же, как и в случае стоячей звуковой волны (см. § 3), только скорость потоков будет даваться соотношениями (32) и (33). Из равенства (32) следует, что  $u_x \sim y$ , и, следовательно, диффузионный поток  $J$  будет пропорционален  $\sqrt{u_x} \approx V_0$  [20], что имеет место в эксперименте (см. § 7 гл. 3, рис. 15).

Для стоячей волны (§ 3)  $u_x \sim y^2$ , что отвечает диффузионному потоку  $J$ , пропорциональному  $\sqrt[4]{u_x} \approx \sqrt{V_0}$ . Чтобы установить, какой случай ускорения диффузии в звуковом поле эффективнее, нужно было бы вычислить коэффициенты в формуле диффузионного потока при нормальном падении ультразвуковой волны на пластинку, как это сделано в § 3 для стоячей волны. Из-за громоздкости вычислений, которые принципиально не представляют трудности, это не было сделано, но из асимптотического поведения диффузионных потоков  $J$  ясно, что перпендикулярное падение звуковой волны на плоскость более выгодно с точки зрения эффекта уско-

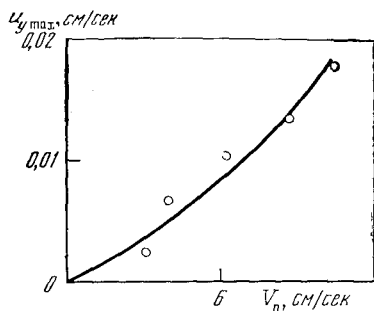


Рис. 5. Теоретическая и экспериментальная зависимости максимума нормальной составляющей скорости акустического потока  $u_{y\max}$  от величины звуковой колебательной скорости  $V_0$

рения процесса диффузии, чем в стоячей волне. Этот вывод находит экспериментальное подтверждение (см. часть IX, стр. 579 и гл. 3 настоящей части).

### § 5. Влияние ультразвука на процесс диффузии газа из жидкости в пузырек при акустической дегазации

Согласно работе [24], ультразвуковая дегазация идет по диффузионной кинетике (см. часть IV, стр. 321). Механизм дегазации сводится к следующему. В воде кроме растворенного газа присутствует газ в виде пузырьков. При воздействии звука на жидкость в определенных условиях растворенный газ диффундирует в пузырек, который, в свою очередь, всплывает и жидкость обезгаживается. Направленная диффузия газа в пузырек происходит вследствие того, что выход газа из пузырька в момент его сжатия меньше, чем вход его в пузырек в момент расширения, т. е. существует односторонний диффузионный поток газа внутрь пузырька (односторонняя диффузия). Количественные соотношения для описанного явления подробно приведены в работе [24].

### § 6. Процесс диффузии через пористые перегородки в звуковом поле

Для практических целей многими авторами работ проводились исследования воздействия ультразвуковых колебаний на процесс диффузии растворенных в жидкости веществ через пористые перегородки. Было замечено, что звуковые колебания ускоряют прохождение вещества через пористые перегородки, причем наибольший эффект ускорения наблюдается в крупнопористых мембранах [2].

Таблица 1

Диффузионная проницаемость различных мембран и ее изменение в ультразвуковом поле

Диффундирующее вещество	Температура, °C	Тип мембраны	Толщина мембраны, мк	Средний радиус пор, мк	Проницаемость мембраны $D_1$ , см/сек	Ультразвук		Эффект ускорения в ультразвуковом поле диффузии
						частота, кгц	интенсивность, вт/см <sup>2</sup>	
Na <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	18	Целлофан	26	2	$3,5 \cdot 10^{-4}$	830	2,3	2,63
Na <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	20	Желатина 5%	150	10	$0,95 \cdot 10^{-4}$	1200	6	3,3
Na <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	18	Кожа лягушки	30	—	$0,6 \cdot 10^{-4}$	830	2,3	0,77
C <sub>2</sub>	18	Пергамент	60	25	$0,45 \cdot 10^{-4}$	830	2,3	0,68
CuSO <sub>4</sub>	15	Бычий пузырь	1000	20	$0,6 \cdot 10^{-5}$	10,5	0,5	19
CuSO <sub>4</sub>	20	Пористая керамика	5000	1000	$0,3 \cdot 10^{-5}$	13—22	1,0	31
KCl	25	То же	1200	300	$1,2 \cdot 10^{-5}$	350	1,0	—

В табл. 1 приведены характеристики различных мембран, использованных в экспериментах по диффузии через различные вещества в ультразвуковом поле. Видно, что эффект воздействия звуковых колебаний на процесс диффузии с увеличением среднего радиуса пор мембран резко возрастает.

Это явление может быть следствием нескольких причин. Во-первых, возможно увеличение коэффициента диффузии  $D_x$  в мембране за счет повы-

нения температуры в звуковом поле. По оценкам, приведенным в § 2, такое изменение практически незначительно. Кроме того, ряд исследователей отмечает, что проницаемость  $\theta_1 = D_m/d$  (где  $d$  — толщина мембраны) после облучения остается неизменной (см. [2]). Поэтому авторы настоящей работы считают причиной большой величины ультразвукового эффекта при ускорении диффузии через крупнопористые мембраны перемешивающее действие вихревых акустических течений внутри пор. Эти течения приводят к увеличению диффузионного потока внутри перегородки, а также препятствуют загрязнению капилляров, если через них постоянно протекает жидкость.

Количественных соотношений, описывающих величину диффузионного потока в звуковом поле через пористые мембраны, в настоящее время еще нет.

## § 7. О целесообразности применения акустических колебаний для ускорения процессов диффузии

На основании всего сказанного можно сделать некоторые выводы о выгоде применения ультразвуковых колебаний для ускорения процессов диффузии.

Так как массоперенос в жидкостях и газах происходит благодаря акустическим течениям, то интересно сопоставить и определить, насколько действие последних сильнее по сравнению с обычным однонаправленным потоком, созданным совершенно независимо от звука. Согласно работе [20], безразмерный коэффициент массообмена от плоскости в жидкой среде для случая обтекания пластинки постоянным потоком со скоростью  $V_{\pi} = V_0$  равен

$$\overline{Nu}_{\pi} = 0,3Pr^{1/3}Re^{1/3}. \quad (35)$$

Такое же значение коэффициента  $Nu_{\pi}$  получается при обтекании плоскости газом [14]. Для шара коэффициент массообмена в жидкости при тех же условиях равен [20]

$$\overline{Nu}_{\pi} = 2Pr^{1/3}Re^{1/3}, \quad (36)$$

а в газовой среде [20]

$$\overline{Nu}_{\pi} = 1,2Pr^{1/3}Re^{1/2}. \quad (37)$$

Таким образом, сопоставляя коэффициент массообмена  $\overline{Nu}_a$ , полученного в звуковом поле, с коэффициентом массообмена в потоке  $\overline{Nu}_{\pi}$ , можно оценить, насколько действие ультразвуковых колебаний на процесс диффузии больше по сравнению с обычным потоком, скорость которого  $V_{\pi}$  по абсолютной величине равна колебательной скорости  $V_0$ .

$$\alpha'_1 = \frac{\overline{Nu}_a}{\overline{Nu}_{\pi}} = 2\sqrt{\frac{V_0}{a\omega}}, \quad (38)$$

где  $\alpha'_1$  — отношение коэффициентов массопереноса для сферы в воздухе.

В случае плоскости в воздухе это отношение будет равно <sup>1</sup>

$$\alpha'_2 = \frac{\overline{Nu}_a}{\overline{Nu}_{\pi}} = 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot V_0^3 \cdot \omega^{1/2} l^{1/2} \left[ 1 + \frac{1}{2kl} \right]. \quad (39)$$

<sup>1</sup> Числовой коэффициент 1,2 в данном случае является размерным, поэтому в дальнейших формулах, в частности (44) и (45), это должно иметься в виду.

Для жидкости отношение коэффициентов массопереноса  $\alpha'_3$  в случае шара и  $\alpha'_4$  в случае плоскости соответственно имеют вид

$$\alpha'_3 = \frac{V_0^{1/3}}{\omega \cdot c_0 \sqrt{a}}, \quad (40)$$

$$\alpha'_4 = 1,1 \text{Pr}^{-1/2}. \quad (41)$$

Проанализируем формулы (33)–(41). Колебательная скорость  $V_0$ , как известно, равна

$$V_0 = \omega A, \quad (42)$$

где  $A$  — амплитуда смещений. Поэтому соотношение (33) примет вид

$$\alpha'_1 = 2 \sqrt{\frac{A}{a}}. \quad (43)$$

Если  $A \gg a$ , то имеет место квазистационарный режим, аналогичный постоянному потоку, когда об акустических колебаниях говорить не имеет смысла. Случай, который может нас интересовать:  $A \ll a$ . Тогда  $\alpha'_1$  имеет порядок величины 1,5 ( $A = a/2$ ). Другими словами, выигрыш в применении звуковых колебаний по сравнению с однонаправленным воздушным потоком, когда его скорость равна колебательной скорости, может быть не больше чем в 1,5 раза. Этот результат необходимо учитывать при акустической сушке мелкодисперсных материалов (см. часть IX, стр. 579).

Для плоскости следует рассмотреть два случая: длина образца  $l \gg \lambda/2$  и  $l \ll \lambda/2$ . Из равенства (39) для первого случая следует

$$\alpha'_2 \approx 5,6 \cdot 10^{-5} V_0^3 \left( l = \frac{10c_0}{\omega} \right). \quad (44)$$

Если бы нам удалось создать колебательную скорость  $V_0 = 10^3$  см/сек на длине образца  $l = 10 c_0/\omega$  при  $\omega = 10^4$  гц, то  $\alpha'_2 \approx 1,5$ , т. е. такое же, как и в случае сферы. Во втором случае, когда  $l \ll \lambda/2$  ( $l = c_0/10 \omega$ ),

$$\alpha'_2 = 3 \cdot 10^{-6} V_0^3. \quad (45)$$

Примем  $V_0 = 10^3$  см/сек и  $\omega = 10^4$  гц; тогда на основании (45)  $\alpha'_2 \approx 0,9$ .

Следовательно, при перечисленных выше параметрах звукового поля влияние акустических колебаний на процесс массопереноса равносильно влиянию обычного воздушного потока, скорость которого равна колебательной скорости. Подтверждение нашей оценки можно найти в экспериментальной работе [25]. В этой работе было показано, что при скорости потока, равной колебательной скорости, процесс массопереноса в воздухе идет с одинаковой скоростью. Однако если колебательную скорость  $V_0$  в формулах (44) и (45) устремить к  $\infty$ , то и  $\alpha'_2$  будет стремиться к бесконечности. Но мы не можем выбрать  $V_0$  очень большим. В частности, как показано в работе [26], наибольшее значение колебательной скорости  $V_0$ , которого можно достигнуть в воздухе, не превышает примерно 25 м/сек на предельной частоте звуковых колебаний, равной 18 кгц.

Выигрыш при использовании ультразвуковых колебаний в ускорении процесса диффузии в жидкости по сравнению с обычным перемешиванием можно оценить на основании формул (40) и (41). Из равенства (41) непосредственно видно, что выигрыша в случае плоскости не может быть совсем ( $\text{Pr}^{1/2}$ , !). Последнее находится в согласии с данными работы [41], где обтекание потоком в некоторых условиях эксперимента приводило к величине скорости диффузии, получаемой в ультразвуковом поле. В формуле (40) колебательную скорость  $V_0$  нужно выбрать такой величины, чтобы не происходило кавитации в среде, ибо процесс ускорения диффузии

в кавитационном режиме неизвестен. Пусть  $V_0=20$  см/сек и  $\omega=10^6$  гц, тогда  $\alpha_3 \approx 1$ , т. е. в жидкости не должно наблюдаться выигрыша в ускорении диффузионных процессов в звуковом поле по сравнению с обычным потоком.

Следует подчеркнуть, что сравнения, сделанные для пластинки, действительны только в том случае, когда ее плоскость параллельна направлению распространения волны. Если же плоскость расположена перпендикулярно, то эффект ускорения в звуковом поле получается больше по сравнению с потоком. Чтобы этот эффект был равен действию обычного потока, необходимы довольно большие скорости  $u_n$  этого потока ( $u_n \gg V_0$ ). Таким образом, при перпендикулярном падении можно ожидать заметного выигрыша в случае применения ультразвука для ускорения технологических процессов (сушки, проявления, растворения и т. д.).

Значит ли, таким образом, что во всех остальных случаях нет смысла применять ультразвуковые колебания для ускорения процессов диффузии? Конечно, нет. Существуют такие технологические процессы, в которых невозможно повышать скорость обычного потока больше определенной величины (подробнее см. часть IX, стр. 579), и в этих процессах ультразвук незаменим. Кроме того, на наш взгляд необходимость применения звуковых колебаний очевидна в ускорении процесса диффузии через пористые тела и в биологических средах, так как ввести обычный поток в поры и клетки невозможно, а акустические микропотоки там возникают. Более того, как будет показано в дальнейшем, ускорение в звуковом поле процесса кристаллизации в массе жидкости или расплава может быть интенсифицировано обычным потоком, но акустические колебания в результате возникновения микропотоков могут привести к более значительным эффектам ускорения кристаллизации. Наконец, имеется ряд процессов, в которых наряду с ускорением диффузии в звуковом поле существенное значение имеет проявление пептизирующего и тиксотропного действия, что в отличие от направленного потока наряду с возникающими микропотоками приводит к ряду особенностей звукового воздействия на промышленные процессы.

## Глава 2

### УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Ультразвук применяется широко в промышленных целях [25—29]. Накоплен обширный экспериментальный материал по воздействию ультразвуковых колебаний на электрохимические процессы [30—33], кристаллизацию и растворение [34].

Электрохимические процессы очень чувствительны к различного рода адсорбционным примесям, состоянию поверхности электродов, органическим и неорганическим добавкам в электролите и ряду других, иногда не поддающихся учету причин, которые существенно влияют на результаты электролиза металла [31]. Такая восприимчивость к ингредиентам, наряду с возникающими в поле ультразвука большой интенсивности кавитационными явлениями в жидкости и ее дегазацией, затемняют сложную картину взаимодействия параметров среды гетерогенной системы и звукового поля.



Поэтому о механизме ультразвукового воздействия в процессах электрохимического превращения было выдвинуто несколько гипотез — уменьшение градиента концентрации молекул и ионов водорода у поверхности катода за счет микроперемешивания и увеличения числа активных центров на поверхности электрода [35]; снятие градиента концентрации в результате ультразвуковой кавитации совместно с перемешивающим действием пузырей и акустических объемных течений [36, 37, 44]; десорбция газа в кавитационные пузырьки [37, 40]; ультразвуковые микропотоки на шероховатостях катода [38]; облегчение разряда ионов  $\text{OH}^-$  [39], реагирующих ионов [40]; десорбция ядов с поверхности электродов [41]; ориентация молекул нитробензола [42]; изменение химической поляризации [38] и др.

На основании существующего экспериментального материала можно считать твердо установленным наличие следующих эффектов, обусловленных действием ультразвука на электрохимические системы [30]: 1) понижение потенциала выделения газа; 2) изменение потенциала электрода без тока; 3) ускорение осаждения и растворения металла; 4) облегчение пассивации электродов; 5) увеличение выхода металла по току при высоких плотностях тока; 6) образование мелкозернистой структуры осадка; 7) уменьшение пористости осадка; 8) сглаживание неравномерности осадка на катоде со сложным профилем; 9) образование блестящих осадков.

Все эти эффекты кроме двух последних существуют при обтекании направленным потоком электродов электрохимической ячейки [50]. Отличительная особенность действия звука — в его значительно большей эффективности по сравнению с потоком, на что указывают почти все авторы. На рис. 6 (кривая 1) приведена зависимость скорости выделения никеля на единице площади катода от тока через катод при различных условиях [44]. Сильное перемешивание электролита значительно увеличивает ток через электрод, частично уменьшая концентрационное ограничение (кривая 2), тогда как ультразвук интенсивностью  $0,3 \text{ вт/см}^2$ , частотой  $34 \text{ кгц}$  (кривая 3) вместе с перемешиванием (кривая 4) полностью его снимает.

Кроме эффекта акустических потоков, электрокристаллизация металлов в ультразвуковом поле сопровождается пептизирующим действием последнего.

Ниже мы не рассматриваем это явление, однако сделана попытка объяснить вызываемые им изменения строения электролитических осадков, получаемых в ультразвуковом поле.

Несмотря на обстоятельные работы Ролла [44, 46, 47], частотная зависимость ускорения электродных процессов в ультразвуковом поле не была определена. Учитывая, что в высокочастотной части ультразвукового диапазона колебаний возникновение кавитации достаточно затруднено, можно попытаться проследить некоторые зависимости, позволяющие сделать выводы о причинах ускорения электрохимических превращений в менее сложных условиях, чем это имеет место на низких частотах.

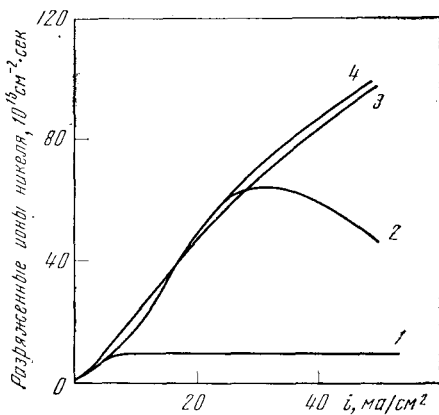


Рис. 6. Зависимость скорости выделения никеля от тока через катод (1), с перемешиванием (2), с ультразвуком (3) и при их совместном действии (4)

## § 1. Поведение потенциала катода в звуковом поле

Наблюдение прикатодного слоя при осаждении меди из 0,5 *M* раствора  $\text{CuSO}_4$  при помощи теневой установки [36] позволило обнаружить уменьшение градиента концентрации при наличии звуковых колебаний. На рис. 7 (кривая 1) приведена разность между концентрацией электролита  $C_0$  и концентрацией на некотором расстоянии  $l$  от катода  $C_l$  в бегущей волне частоты 1 *Mгц*, в функции амплитуды колебательной скорости  $V_0$ . Наблюдается быстрое падение разности концентраций, а при некоторых значениях  $V_0$  наступает насыщение. Таким же образом ведет себя поляризация  $\Delta\varphi$  медного катода в растворе 0,17 *M*  $\text{CuSO}_4$  с 0,02 *M*  $\text{H}_2\text{SO}_4$  при плотности тока через электрод  $i=25 \text{ ма/см}^2$  в ультразвуковом поле той же частоты (кривая 2) [48].

Под поляризацией (перенапряжением) понимают сдвиг потенциала от исходного значения, отвечающий определенной плотности тока  $i$  через электрохимическую ячейку. Перенапряжение можно представить в виде [50]

$$\Delta\varphi = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (46)$$

где  $\varphi_1$  — собственно перенапряжение, обусловленное природой разряжающихся ионов и материала электрода (химическая поляризация);  $\varphi_2$  — перенапряжение, связанное с концентрационной поляризацией — специфической адсорбцией на электродах растворимых и нерастворимых (в виде частиц) продуктов реакции и др. Поляризация характеризует активацию электрохимического процесса, т. е. преодоление заряженными частицами (ионами) электрического потенциального барьера на границе металл—раствор:

$$\Delta U = \Delta\varphi z_1 F, \quad (47)$$

где  $\Delta U$  — энергия активации в *ккал/моль*;  $z_1$  — заряд иона;  $F$  — постоянная Фарадея, равная 96 500 *кул/г·экв.*

Уменьшение поляризации (деполяризация) в ультразвуковом поле соответствует, следовательно, снижению энергии активации процесса. На рис. 8 (кривая 1) приведена зависимость плотности тока  $i_k$  через медный катод при потенциале 600 *мв* от обратной величины температуры  $1/T$ , построенная по результатам работы [49] (энергия активации находится из условия  $\text{tg } \alpha_n = \Delta U/R$ , где  $\text{tg } \alpha_n$  — тангенс угла наклона прямой.  $R=1,986 \text{ ккал/град}\cdot\text{моль}$  и равна 5,14 *ккал/моль*). Состав электролита: 0,06 *M* раствор  $\text{CuSO}_4$  с 0,15 *M* раствором  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Действие ультразвука частоты 1,25 *Mгц* и интенсивности 2 *вт/см}^2* приводит к снижению энергии активации на величину  $\Delta U_1=2,3 \text{ ккал/моль}$ .

Для электродов с большим током обмена (электроды первого рода), каковым является медный катод, перенапряжение  $\Delta\varphi$  обусловлено главным образом концентрационной поляризацией [50], т. е. уменьшением концентрации катионов (зарядов) у катода и увеличением анионов у анода (уменьшение разности концентраций см. кривую 1 на рис. 7):

$$\Delta\varphi \approx \varphi_2, \quad (48)$$

Поэтому уменьшение энергии активации медного катода в ультразвуковом поле может быть объяснено микроперемешивающим действием звука (см. часть III второй книги настоящей монографии), изменяющих концентрацию реагирующих ионов (как зарядов) вблизи катода, в результате возникновения микропотоков, с глубиной проникновения в прикатодный слой до расстояний порядка [55]

$$\delta \approx 3 \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (49)$$

способных захватить диффузную часть двойного слоя [50].

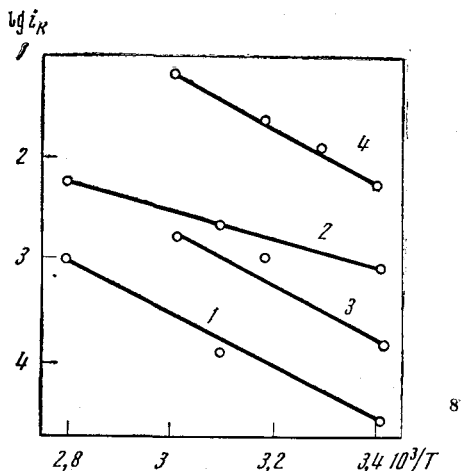
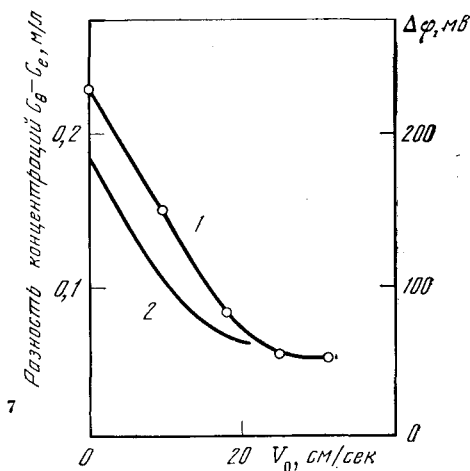


Рис. 7. Изменение концентрации электролита вблизи поверхности катода (1) и его поляризации (2) в функции амплитуды колебательной скорости в стоячем звуковом поле

Рис. 8. Температурная зависимость плотности катодного тока в двух различных электролитах в отсутствие и при действии звука

В случае осаждения меди из цианистых электролитов величина концентрационной поляризации очень мала по сравнению с химической поляризацией [51], так что

$$\Delta\varphi \approx \varphi_1. \quad (50)$$

При этом воздействие звука на катодные осаждения меди из раствора (40 г/л  $\text{CuCN}$ , 13 г/л  $\text{NaCN}$  и 20 г/л  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ) при энергии активации  $\Delta U = 1,55$  ккал/моль (кривая 3 на рис. 8) приводит к изменению последней (кривая 4 на рис. 8) [52], несмотря на присутствие кавитации в электролитической ванне (частота 20 кГц). Этот факт указывает на то, что кавитационный режим облучения не может привести к изменению химической поляризации  $\varphi_1$ , т. е. акту передачи электрона, как предполагалось в работах [36, 38—44, 48].

Действие ультразвука на электродный процесс в последнем случае (смещение прямой 3 на рис. 8 параллельно самой себе) может быть объяснено ускорением притока реагирующего вещества (катионов, как нейтральных частиц) на границе электрод—раствор.

## § 2. Катодный ток в звуковом поле

Плотность тока через катод в условиях перемешивания определяется равенством [20]

$$\Delta i_1 = \frac{z f}{1 - n_k} j_1 \left( 1 - e^{-\frac{\Delta\varphi z f}{r l}} \right), \quad (51)$$

где  $n_k$  — подвижность катионов;  $j_1$  — плотность потока ионов через поверхность реакции. Плотность потока в стоячем звуковом поле имеет вид [53, 21]

$$j_1 = 0,42 C_\infty \left( \frac{V_0 \omega}{c_0} \right)^{1/2} \left( \frac{D^3}{\nu} \right)^{1/4} \Phi_i; \quad (52)$$

здесь  $C_\infty$  — концентрация ионов в растворе;  $c_0$  — скорость звука в среде;  $D$  — коэффициент диффузии;  $\Phi_i$  — некоторая функция;  $V_0$  — амплитуда

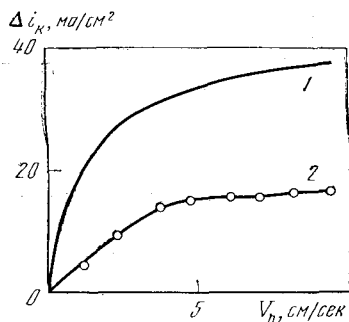


Рис. 9. Зависимость плотности катодного тока в стоячем звуковом поле от амплитуды колебательной скорости

колебательной скорости в плоскости электрода;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\omega$  — круговая частота.

Если считать, что перенапряжение катода в звуковом поле меняется по закону (см. кривую 2 на рис. 7) [48]

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 e^{-\alpha_1 V_0^{1/2}} \quad (53)$$

( $\Delta\varphi_0$  — перенапряжение в отсутствие звуковых колебаний;  $\alpha_1$  — некоторая постоянная), то плотность тока  $\Delta i_1$  через катод в функции  $V_0$  может быть представлена кривой 1 на рис. 9 [53]. Кривая 2 — экспериментальная зависимость, полученная в стоячем звуковом поле частоты 800  $\text{кГц}$  в 0,2  $M$  растворе  $\text{CuSO}_4$  с 0,02  $M$   $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Условия эксперимента учтены при расчете кривой по равенствам (51)—(53). Наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента при некотором различии по абсолютной величине.

Следовательно, ускорение электроосаждения металлов в ультразвуковом поле высоких частот может быть описано действием акустических микропотоков на градиент концентрации реагирующих ионов (как зарядов и как нейтральных частиц) у поверхности электродов [37, 53, 21, 23, 55]. На рис. 12 (кривая 2) схематически нанесена зависимость эффекта ускорения (увеличения тока через катод) от частоты звуковых колебаний ( $V_0 = 5$   $\text{см/сек}$ ) для указанных условий электроосаждения меди, рассчитанная по соотношению (52).

### § 3. Поведение катода в звуковом поле в условиях газовыделения

В низкочастотном диапазоне ультразвуковых колебаний характер зависимостей потенциала (ток  $i = 10$   $\text{ма/см}^2$ ) и тока (потенциал  $\Delta\varphi = 1200$   $\text{мв}$ ) через катод от величины колебательной скорости  $V_0$  показан соответственно на рис. 10 (кривая 4) и рис. 11 для случая электроосаждения никеля из раствора 40  $\text{г/л}$   $\text{Ni}_2\text{SO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  (40  $\text{г/л}$ ). Кривые имеют вид, отличающийся от кривых рис. 9. Зависимости построены на основании результатов работы [47] (частота 34  $\text{кГц}$ ). Наблюдаемый резкий излом кривых при значениях скорости  $V_{\text{пор}} \approx 1,5$   $\text{см/сек}$  ( $p_{\text{пор}} = 0,23$   $\text{атм}$ ) совпадает с началом дегазации (или газовой кавитации) на поверхности электродов [47].

Известно, что металлы группы железа, к которым относится никель, работают в качестве электродов при значительных перенапряжениях, когда одновременно с отложением металла на катоде идет выделение водорода [50] и наблюдается перенасыщение им прикатодного пространства. В результате происходит образование пузырьков. В звуковом поле, при некотором пороговом значении амплитуды колебательной скорости  $V_{\text{пор}}$  начнется выделение пузырьков на большей части площади электрода, особенно на активных участках поверхности. Источником газовых заряды-

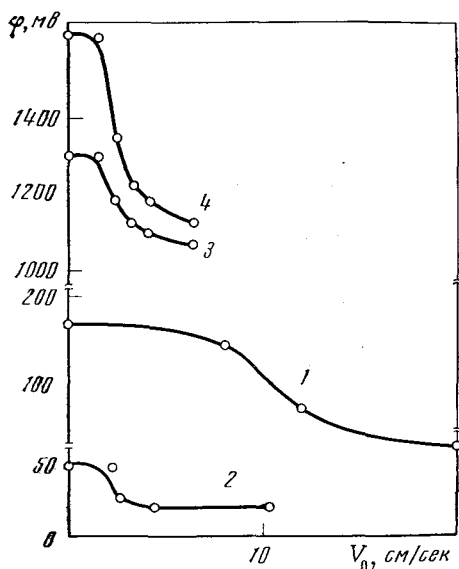
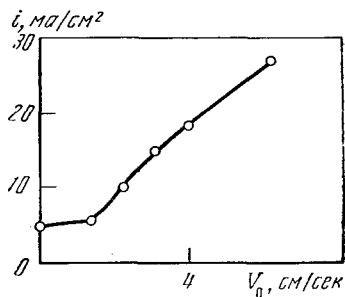


Рис. 10. Зависимость изменения потенциала платинового (1, 2) и никелевого (3, 4) катода в звуковом поле от величины колебательной скорости при частотах звука 34 кГц, 300 кГц и 1,4 МГц

Рис. 11. Зависимость плотности тока через катод при электроосаждении никеля от колебательной скорости звуковой волны



шей могут служить в этом случае накопления газа в порах и трещинах катода. Перенасыщение растворенным водородом приэлектродного слоя создает условия усиленного роста пузырьков за счет диффузии газа в пузырек из окружающей жидкости, как в процессе акустической дегазации [58]<sup>1</sup>, что способствует получению блестящих мелкозернистых осадков и уменьшению их пористости [30, 31, 60] при совместном выделении металла и водорода.

Вокруг пузырьков образуются акустические микропотоки [56], так что в ближайшей окрестности, где происходит разряд катионов, концентрационное ограничение и концентрационная поляризация в значительной степени снимаются [35—37, 44, 47, 48]. Потоки вокруг газовых пузырьков, находящихся на поверхности, имеют значительную скорость, которая достигает нескольких десятков сантиметров в секунду [51], тогда как для микропотоков, образующихся без пузырьков (см. гл. 4), скорости имеют значение десятых или сотых долей сантиметра в секунду, вследствие низкого значения пороговой колебательной скорости  $V_{\text{пор}}$  [55]. В связи с этим ускорение электроосаждения никеля в ультразвуковом поле (частота 34 кГц) имеет ярко выраженный частотный максимум в районе частоты 10 кГц, что иллюстрируется кривой 1 на рис. 12, где отложена зависимость прироста плотности тока  $\Delta i$  через катод от частоты  $f_0$  при потенциале на электроде  $\Delta\varphi = 1150$  мВ и колебательной скорости  $V_0 = 5$  см/сек. Кривая получена на основании обработки результатов, полученных в работе [47]<sup>2</sup>.

Резонансные размеры пузырьков, выделяемых при электролизе раствора (плотность тока 11 мА/см<sup>2</sup>), судя по затуханию звука в воде, наполненной такими пузырьками, лежат в области 25 кГц [57]. Если учесть, что в звуковом поле при амплитуде колебательной скорости  $V_0$  выше порога дегазации пузырьки за время своего роста в среднем увеличатся хотя бы в 2,5 раза [58], то частотную зависимость, представленную кривой 1 на рис. 12, можно объяснить действием пузырьков с резонансным радиусом, близким к  $r_0 \approx 0,33$  мм, выделение которых и наблюдалось в эксперименте (от 0,1 до 0,5 мм) [47].

<sup>1</sup> См. также часть IV настоящей книги (стр. 253).

<sup>2</sup> Облучение на разных частотах производилось при неравных плотностях энергии. Чтобы избежать это, значения плотностей тока  $\Delta i$  на некоторых частотах были изменены соответственно во столько же раз, во сколько отличались интенсивности звука.

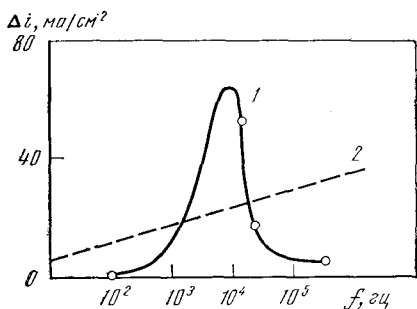


Рис. 12. Частотная зависимость плотности катодного тока в звуковом поле при газовыделении (1) и без газовыделения (2)

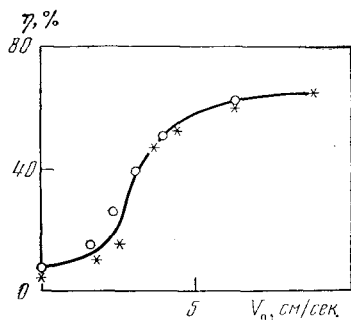


Рис. 13. Зависимость выхода по току на никелевом катоде от величины колебательной скорости

Суммарный прирост тока  $\Delta i$  в звуковом поле включает как ускорение отложения металла, так и выделение водорода в результате совместного разряда двух ионов. На рис. 13 приведена аналогичная показанной на рис. 11 зависимость выхода никеля по току  $\eta$  (%) от колебательной скорости  $V_0$  (общий ток через катод  $i=50$   $\text{ма/см}^2$ ) в звуковом поле частоты 27  $\text{кГц}$  [59] (звездочки) и частоты 34  $\text{кГц}$  [44] (кружки). Наблюдается возрастание выхода металла до 70% при  $V_0 > 7$   $\text{см/сек}$ . Выделение водорода также ускоряется [44].

#### § 4. Электродное выделение газа в звуковом поле

Воздействие ультразвука в широком диапазоне частот на катодное выделение газов исследовалось многими авторами [30, 35, 39—41, 44, 60—62]. При электродном восстановлении водорода для прироста тока катода (в начальной части кривой) имеет место соотношение [50, 53]

$$\Delta i_2 = \frac{F}{1 - n_k} j_2 \cdot e^{-\frac{\Delta \varphi_2 f}{RT}}, \quad (54)$$

где  $\Delta \varphi_2$  — перенапряжение при выделении водорода;  $j_2$  — плотность потока ионов водорода. Если форма катода сферическая, то величина  $j_2$  в звуковом поле может быть выражена в виде [61]

$$j_2 \approx C_\infty \frac{V_0}{a} \left( \frac{3D}{2\omega} \right)^{1/2} \quad (55)$$

( $a$  — радиус катода). Коэффициент диффузии и подвижность для ионов водорода равны соответственно  $D=4 \cdot 10^{-5}$   $\text{см}^2/\text{сек}$  и  $n_k \approx 0,82$  [53].

Восстановление водорода на платиновом сферическом катоде диаметром 0,01—0,05  $\text{см}$  из 0,2  $N$  раствора  $\text{H}_2\text{SO}_4$  в ультразвуковом поле частоты 82  $\text{кГц}$  в отсутствие дегазации было исследовано в работе [61]. Изменение перенапряжения  $\Delta \varphi_2$  не учитывалось, что оправдано только в случае предельных токов через электрод, когда уменьшение поляризации в звуковом поле не вносит существенного вклада в увеличение тока, т. е.

$$e^{-\frac{\Delta \varphi_2 f}{RT}} = \text{const}$$

и (54) принимает вид

$$\Delta i_2 = \frac{\text{const} \cdot f}{1 - n_k} j_2. \quad (56)$$

Получено хорошее согласие теории [равенства (55) и (56)] с экспериментом. Необходимо отметить, что соотношение (55) удовлетворительно описывает восстановление меди на цилиндрическом катоде в звуковом поле частоты 800 кгц [53].

При переходе порога акустической дегазации восстановление водорода на никелевом катоде в отсутствие токов насыщения резко увеличивается. Ток возрастает так, как показано на рис. 11 [44], а потенциал электрода падает. На рис. 10 приведены зависимости потенциалов  $\Delta\varphi$  в функции колебательной скорости  $V_0$  на платиновом (кривая 1 — частота 1,4 Мгц,  $i=10$  ма/см<sup>2</sup>; кривая 2 — частота 300 кгц,  $i=12,8$  ма/см<sup>2</sup>) и никелевом (кривая 3 — частота 34 кгц,  $i=10$  ма/см<sup>2</sup>) катодах, полученные в работах [35, 41, 44]. С ростом потенциала электрода изменение перенапряжения катода в звуковом поле уменьшается и при некоторых значениях  $\Delta\varphi$  совершенно исчезает, о чем говорит уменьшение энергии активации  $\Delta U$  выделения водорода на железном электроде из 0,25 N раствора Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>·10H<sub>2</sub>O (рис. 14) в ультразвуковом поле частоты 22 кгц (0,5 вт/см<sup>2</sup>) [40] с ростом потенциала  $\Delta\varphi$ .

Значение потенциала  $\Delta\varphi \geq 1000$  мв соответствует наступлению токов насыщения [выполняется равенство (56)].

На рис. 15 видно, что падение потенциалов начинается при некоторых пороговых значениях колебательной скорости  $V_0 = V_{\text{пор}}$ , которая зависит от частоты ультразвука (кривая I на рис. 15). Кавитационный порог в жидкостях имеет аналогичную частотную зависимость (кривая II) [63], но реализуется при больших значениях колебательной скорости. Возникновение на всей площади катода мест дегазации при  $V_0 \geq V_{\text{пор}}$  с растущими на них пузырьками, вокруг которых образуются микропотоки, вызывает усиленный массообмен на свободной от газа поверхности электрода, уменьшая тем самым концентрационное ограничение и концентрационную поляризацию.

Эффект уменьшения ограничений зависит от скорости акустических микропотоков, величина которой пропорциональна радиальной колебательной скорости поверхности пузырька [56], т. е.  $V_0$ . Полагая, что вся активная поверхность катода охвачена действием таких микропотоков и считая, что плотность потока реагирующих ионов, направленного к поверхности катода, аналогична плотности потока газа из жидкости в пузырек [58], получаем

$$j_2 = \frac{C_{\infty} c_0 V_0}{\sqrt{2\pi} \omega^{3/2} r_0^2} \sqrt{\frac{D}{B}}, \quad (57)$$

где  $B = [(\omega_{\text{рез}}/\omega)^2 - 1]^2 - \Delta_1^2 (\omega_{\text{рез}} = 326/r_p)$ ;  $r_0$  — фиксированный радиус пузырька ( $r_p$  — резонансный размер пузырька для частоты  $f_0$  звука;

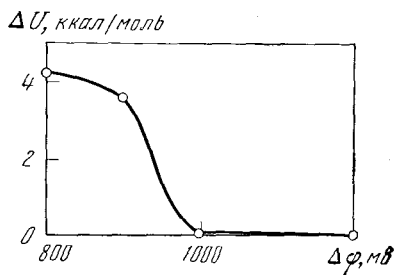


Рис. 14. Зависимость изменения энергии активации выделения водорода на железном электроде от потенциала электрода

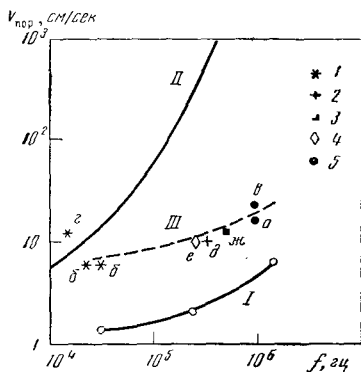


Рис. 15. Частотная зависимость порогового значения колебательной скорости  $V_{\text{пор}}$  для паровой кавитации и дегазации а, б, е — без дегазации; в, г, д, ж — при дегазации. Данные различных авторов: 1 — [81]; 2 — [86]; 3 — [85]; 4 — [80]; 5 — [89]

$\Delta_1$  — константа затухания, равная для пузырьков приблизительно  $0,35 \cdot 10^{-2}$ ).

При электролизе размеры пузырька меняются от  $10^{-5}$  см, если принять за начальный радиус пузырька размер пор или трещин в катоде [64], до порядка  $10^{-1}$  см, когда пузырек отрывается от электрода и всплывает [65]. Кинетика роста пузырька в процессе электролиза не изучалась, но известно, что размер видимого пузырька вначале быстро увеличивается, а затем медленно достигает предельного значения. В ультразвуковом поле характер роста пузырька не изменяется, но за счет выпрямленной диффузии и акустических потоков [58] скорость сильно увеличивается главным образом в конечной стадии роста, когда успевают сформироваться микропотоки (время их установления не превышает  $0,5-1$  сек) [61]. Следовательно, рост пузырька до видимых размеров ( $0,1$  мм) происходит в звуковом поле быстро (за доли секунды), тогда как дальнейшее увеличение радиуса до момента отрыва может продолжаться в течение нескольких секунд. В этой второй стадии пузырек мало меняется в размерах. Поэтому в равенстве (57) за фиксированный радиус  $r_0$  можно принять некоторый средний размер пузырьков порядка  $r_0 \approx 0,33$  мм (см. § 3). При быстром изменении от начального до фиксированного радиуса  $r_0$  пузырек будет проходить все резонансные размеры, кроме  $r_p = r_0$ . Отсюда на основании равенств (54) и (57) может быть получена зависимость плотности тока  $\Delta i_2$  через катод при выделении водорода в функции частоты  $\omega$ , аналогичная кривой  $I$  на рис. 12, т. е. с максимумом в районе  $10$  кгц.

## § 5. Некоторые практические выводы по осаждению металлов в ультразвуковом поле

После всего сказанного ранее можно считать, что общее увеличение тока через катод складывается из прироста плотности тока  $\Delta i_1$ , возникающего в результате действия микропотоков у поверхности электрода, и прироста плотности тока  $\Delta i_2$  вследствие существования микропотоков вокруг пузырьков, связанных с электродом:

$$\Delta i = \Delta i_1 + \Delta i_2. \quad (58)$$

Иначе говоря, тот или другой механизм образования микропотоков, а следовательно, воздействия на процесс электролиза может проявляться в зависимости от формы и размеров катода (по отношению к длине волны звука  $\lambda$ ), интенсивности и частоты акустических колебаний. При интенсивностях звука выше порога паровой кавитации (кривая  $II$  на рис. 15)<sup>1</sup>, эффект ускорения процесса электроосаждения в результате эрозии металла уменьшается [59, 69] и условия кристаллизации и получения качественных осадков металла ухудшаются [30, 31, 60, 68]. Поэтому можно считать, что вероятное ускорение электрохимического процесса при воздействии мощных кавитационных взрывов за счет удаления поверхностно-активных веществ с активных центров катода [35], [66], изменение физико-химических свойств этих центров [41], понижение энергии активации собственно электрохимической реакции [66], облегчение разряда ионов воды [39] и т. д. перекрывается противоположным диспергирующим действием ультразвукового поля.

Таким образом, при электрохимическом осаждении металлов в оптимальных условиях воздействия звуковых колебаний необходимо учитывать следующие факторы:

1) процесс максимально ускоряется при наличии газовыделения на электродах и ультразвуковой дегазации; 2) максимальный эффект уско-

<sup>1</sup> См. часть IV второй книги настоящей монографии.



рения наблюдается в области частот порядка 10 кГц и зависит от среднего резонансного размера пузырьков, выделяемых при электролизе; 3) дегазирующее действие ультразвука (на поверхности катода), проявляющееся в широком диапазоне частот вплоть до  $10^6$  гц, способствует улучшению структуры, мелкозернистости и уменьшению газонаполненности осадка; 4) если при электролизе в звуковом поле важно получение улучшенного качества осадка, а не увеличение выхода металла по току, необходимо использовать частоты, соответствующие максимуму ультразвуковой дегазации (100—200 кГц, см. часть IV, стр. 253); 5) для получения наибольшего выхода по току необходимо так подобрать частоту облучения при заданной области режимов электролиза, чтобы частота звуковых колебаний была ближе к резонансной частоте среднего размера выделяемых пузырьков; 6) нежелательно проводить электрохимическое осаждение металла при очень больших плотностях звуковой энергии, превышающей пороговое значение паровой кавитации; 7) применение высокочастотных ультразвуковых колебаний, дающих глубокое проникновение акустических потоков в пограничный слой, более эффективно при электроосаждении металла в отсутствие газовыделения.

Последнее обстоятельство осложняется тем, что на электроде образуются неравномерные по толщине осадки, связанные с неоднородностью звукового поля (стоячие волны). Путь к преодолению этого препятствия на наш взгляд лежит в применении медленно меняющихся во времени неоднородностей поля (качающаяся частота) с такой скоростью, чтобы успевали устанавливаться акустические микропотоки переменного масштаба.

## § 6. Воздействие звукового поля на осадочную пассивацию катодных процессов

Мы до сих пор в нашем рассмотрении не принимали во внимание роль продуктов (не газообразных) реакции, образующихся на катоде в процессе осаждения металла. Если продукты электродной реакции растворимы, то они могут создать на катоде совместное с реагирующими ионами адсорбционно-концентрационное перенапряжение [потенциал  $\varphi_2$  в равенстве (46)]. Если же продукты электрокристаллизации нерастворимы, то в прикатодном слое возникает взвесь, или золь кристаллических частиц окиси или гидроокиси [70] в виде коллоида.

При низких плотностях тока через электрод образуются мелкие частицы, которые вследствие существенного влияния броуновского движения оседают на катод, включаясь в металлический осадок, создавая тем самым осадочное перенапряжение [31] адсорбционного типа (частичная пассивация). Чем мельче оседающие частицы, тем более блестящие осадки получают на катоде. Любые условия, способствующие пептизации (увеличение дисперсности) коллоидного золя гидроокиси приводят к образованию твердых, мелкозернистых и блестящих осадков [70].

С ростом потенциала электрода образование коллоидной взвеси становится настолько интенсивным, что возникает полная осадочная<sup>1</sup> пассивация катода при выделении хлопьев нерастворимых продуктов реакции — крупных агрегатов слипшихся частиц, оседающих на поверхность катода в виде рыхлого пористого осадка, препятствующего дальнейшему росту тока через электрод. Так как процесс окисления на катоде затруднен [31], то нерастворимая сплошная пленка, связанная химически с металлом электрода, не образуется.

<sup>1</sup> Термин «осадочная» нужно считать условным, так как в настоящее время нет установившейся терминологии для катодных и анодных процессов.

В звуковом поле (частота 22 *кГц*) при электроосаждении никеля из раствора сернокислого никеля (состав:  $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  — 200 *г/л*,  $\text{H}_3\text{BO}_3$  — 30 *г/л*, 0,4 *N* раствор  $\text{NaOH}$  — 8 *мл*) предотвращается образование крупных кристаллических частиц продуктов реакции в процессе электролиза, вместо которых происходит формирование мелкодисперсной некоагулирующей взвеси частиц гидроокиси; это ведет к устранению полной пассивации катода при больших плотностях тока и создает условия для отложения блестящих и безпористых осадков [71]. При электроосаждении цинка из раствора  $\text{NH}_4\text{Cl}$  — 250 *г/л*,  $\text{HBO}_3$  — 20 *г/л*,  $\text{ZnO}$  — 10 *г/л* и  $\text{ZnCl}$  — до 20 *г/л* ультразвук частоты 1,25 *МГц* полностью устраняет гидрообразование и осадочную пассивацию катода [72], способствуя отложению мелкокристаллических светлых осадков. В последнем случае наблюдались совершенно аналогичное действие ультразвуковых колебаний и пептизирующих добавок (столярный клей).

В приэлектродном пространстве, кроме акустических микропотоков, существует еще колебательное движение частиц среды вплоть до расстояний от катода, больших толщины акустического пограничного слоя

$$\delta = \sqrt{2\nu/\omega},$$

т. е. порядка микрона для частот звука в несколько десятков килогерц.

Поэтому здесь звуковое поле способно вызывать мелкодисперсную кристаллизацию (см. гл. 4), тиксотропные явления [2], пептизацию коллоидных структур [25] и ориентацию молекул нитробензола [73], а, следовательно, частиц золя. В результате все эти эффекты способствуют образованию мелкодисперсных частиц прикатодной взвеси, предотвращая их взаимодействие и коагуляцию. Существенное действие пептизирующих ионов  $\text{Cl}^+$ ,  $\text{J}^-$ ,  $\text{Br}^-$ ,  $\text{NO}_3^-$  и др. [74] на получение качественных блестящих осадков металлов на катоде предупреждает аналогичное действие акустических колебаний, уменьшая эффект воздействия последних [60, 72].

## § 7. Анодные процессы в звуковом поле

При электрорастворении металлов необходимо учитывать значительную роль пассивации анодов [67]. Как правило, для большинства металлов анодный процесс в чистом виде не наблюдается, а всегда сопровождается частичной или полной пассивацией. В прианодном слое происходит образование твердых малорастворимых продуктов реакции с катионом, выходящим из решетки металла электрода (солевая пассивация). Более того, с ионами металла, входящими в состав решетки, может соединяться кислород, причем формируется плотная окисная пленка с электронной проводимостью (полная пассивация) или толстые микропористые (0,01 *мк*) слои в виде фосфатных или других соединений металла.

Вызываемые эффекты по характеру воздействия звуковых колебаний на анодные процессы можно разбить на три группы: 1) ускорение растворения электрода, или точнее, замедление его пассивации; 2) устранение солевой пассивации (депассивация); 3) ускорение процесса пассивации.

Первая группа процессов сопровождается образованием растворимых продуктов реакции, а при больших плотностях тока еще и выделением сильных окислителей.

На рис. 16 приведена типичная для этого случая зависимость (кривая 1) плотности тока  $i$  через железный анод от его потенциала  $\varphi$  в 0,01 *N* растворе серной кислоты с добавкой 0,1 *M*  $\text{FeSO}_4$  [78]. В ультразвуковом поле частоты 0,96 *МГц* и интенсивности 3 *вт/см*<sup>2</sup> микроперемешивание в прианодном слое способствует притоку и оттоку реагирующих ионов и продуктов электродной реакции, увеличивая тем самым скорость растворения анода

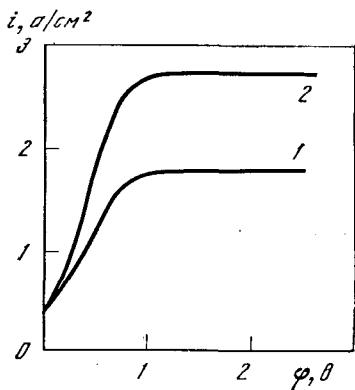


Рис. 16. Зависимость плотности анодного тока от потенциала на электроде при действии звука и в отсутствие его

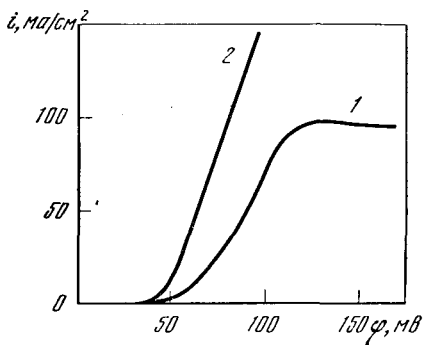


Рис. 17. Зависимость плотности анодного тока при электрорастворении меди от потенциала на электроде при действии звука и в отсутствие его

(изменение наклона начальной части кривой 2). Образование прочной нерастворимой окисной пассивирующей пленки вследствие выделения свободного кислорода [31, 77, 78] или хлора [79] наступает при больших плотностях тока, не изменяя при этом потенциала выделения кислорода ( $\sim 0,85$  в).

Солевая пассивация анода (вторая группа процессов), аналогичная катодной пассивации [72], сопровождается бурной кристаллизацией нерастворимого продукта реакции (соли или гидрата), который накапливается на поверхности электрода, образуя рыхлый непрочный пассивирующий слой. В этом случае в ультразвуковом поле возможна полная депассивация процесса [76, 78].

На рис. 17 приведена зависимость плотности тока через медный анод от потенциала электрода в 3*N* растворе  $H_3PO_4$  с 0,1 *M* добавкой фосфата меди (кривая 1) [78]. Действие звука частоты 0,96 *Mгц* и интенсивности 3 *вт/см<sup>2</sup>* ускоряет процесс растворения в результате микроперемешивания в прианодном слое (более крутой подъем кривой 2) и снимает пассивацию анода благодаря предотвращению образования крупных кристаллов и их слияния и оседания на поверхность электрода вследствие пептизирующего действия ультразвука [25].

К третьей группе анодных процессов в звуковом поле можно отнести пассивацию никеля в серноокислом натрии и железа в разбавленной щелочи [75]. Возможная причина такого действия ультразвука частоты 284 *кГц* в отсутствие дегазации раствора (точка *e* на рис. 15) может быть объяснена усиленной доставкой акустическими микропотоками кислорода воздуха, находящегося в растворе, к поверхности анода и образованию нерастворимой пленки кислородного окисла с электронной проводимостью [67].

## § 8. Растворение, коррозия и пассивация металлов в ультразвуковом поле

Процессы растворения, коррозии и пассивации металлов в кислых и щелочных растворах можно отнести к совместным электролитическим анодно-катодным и химическим превращениям. В этом случае важно знать, к чему склонен данный металл — к пассивации активной поверхности или к ее растворению. При этом вторичные окислительные процессы (взаимодей-

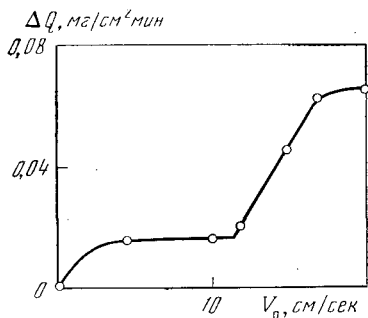


Рис. 18. Зависимость удельной скорости растворения стали в серной кислоте от величины звуковой колебательной скорости

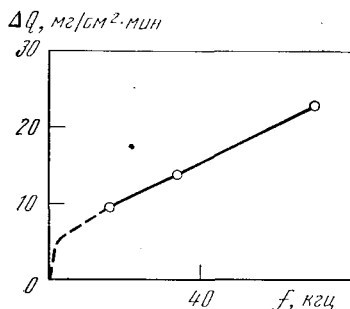


Рис. 19. Частотная зависимость удельной скорости растворения алюминиевых прутков в растворе едкого натра

стие с кислородом воздуха, находящимся в растворе) играют не последнюю роль.

Цинк, кадмий, железо, никель и олово достаточно легко растворяются в серной кислоте, и скорость растворения определяется скоростью диффузии иона металла  $M^+$  к катодному участку активной поверхности. При этом происходит выделение водорода на поверхности реакции, где он накапливается вследствие медленной десорбции, так как способен экранировать металл от воздействия серной кислоты. Последнее может заметно проявляться у металлов, хорошо адсорбирующих водород (железо, никель, но не цинк и кадмий) [47].

На рис. 18 приведена зависимость удельной скорости  $\Delta Q$  растворения стали в 1*N* растворе серной кислоты от колебательной скорости  $V_0$  звука частоты 0,6 Мгц [80]. Очевидно возмущающие акустических потоков двух видов: образующихся у твердой стенки ( $V_0 < V_{\text{гор}} = 11$  см/сек) и вокруг газовых пузырьков ( $V_0 > V_{\text{пор}}$ , порог дегазации отмечен точкой *ж* на рис. 15). Аналогичная кривая с изломом (возникновение пузырьковых микропотоков) наблюдается в случае ускорения каталитической реакции проявления кристаллов галоидного серебра фотослоя в ультразвуковом поле (частота 350 кГц,  $V_{\text{пор}} \approx 10$  см/сек, точка *д* на рис. 15), сопровождающаяся выделением газа в результате дегазации раствора, а не в результате самой химической реакции [81].

Следовательно, зависимость, приведенная на рис. 18, связана с ускорением переноса ионов  $M^+$  вблизи границы металл—раствор в звуковом поле в результате перемешивающего действия микропотоков. Этот вывод подтверждается частотной зависимостью процесса растворения алюминиевых прутков в 7,5 *N* растворе NaOH при колебательной скорости  $V_0 = 7$  см/сек  $\leq V_{\text{гор}}$  (рис. 19), т. е. в отсутствие газовыделения, построенной на основании результатов работы [82].

Если принять во внимание, что диаметр прутков был меньше длины звуковой волны в среде, то результат хорошо согласуется с равенством (55). Растворение стали в растворах серной, соляной, азотной и фтористой кислот при наличии процесса дегазации ( $V_0 > V_{\text{пор}}$ ) проводилось в работе [83].

Однако воздействие ультразвука может не только ускорить процесс коррозии и растворения металла, но и вызвать его пассивацию. Эти процессы на поверхности металла идут одновременно и преобладает из них тот, который имеет большую скорость. Если металл опущен в электролит, то он приобретает некоторый потенциал относительно стандартного электрода, близкий к равновесному. Отклонение от равновесного значения (понижение потенциала) вызывается растворением металла из-за

наличия примесных включений, образующих местные электрохимические пары. Присутствие кислорода воздуха, растворенного в воде, частично пассивирует микропары с образованием окисной пленки [85]. Движение раствора у поверхности металла ведет к значительному возрастанию его потенциала (возвращению к равновесному значению), т. е. к еще большей пассивации за счет доступа к металлической поверхности активных окислителей, в частности, кислорода [85].

Изменение содержания кислорода в растворе значительно изменяет скорость коррозии.

В звуковом поле широкого диапазона частот от 100 *гц* до 1,25 *Мгц* электрод без тока увеличивает свой потенциал (некоторых металлов) [43], т. е. пассивируется. Изменение потенциала состоит из двух этапов: быстрого (несколько секунд) и медленного (несколько минут) [83]. Первый указывает на действие акустических микропотоков, время образования которых порядка 1 *сек* [61]. Дальнейшее медленное изменение обусловлено постепенным усилением пассивации, так как скорость ее при малом содержании растворенного атмосферного кислорода (примерно 5  $\text{см}^3/\text{л}$ ) невелика [85].

Такое пассивирующее действие ультразвука проявляется только тогда, когда акустическая дегазация раствора отсутствует, например, при коррозии магния в 3%-ном растворе NaCl (точка *а* на рис. 15) [84] и алюминия в паре с медью в 8,4 *N* растворе HCl (точка *б* на рис. 15) [82]. Выше порога дегазации (точки *в* и *г* на рис. 15), когда происходит интенсивное обеднение раствора электролита (особенно у поверхности образца) кислородом в результате удаления растворенных в воде газов, наступает депассивация магния и алюминия, первый начинает корродировать [84], а второй — растворяться [82].

Порог дегазации существенно зависит от процентного содержания газа в жидкости (см. часть IV, стр. 253) [87]. Бурное выделение газа при электролизе свидетельствует о значительной перенасыщенности электролита водородом, поэтому пороговое значение  $V_{\text{пор}}$  в этом случае очень низко (кривая *I* на фиг. 15).

Растворение и пассивация металла не вызывают значительного насыщения слоя раствора вблизи поверхности металла выделяющимся газом, поэтому уровень порога дегазации становится более высоким (кривая *III* и точки *д* и *ж* на рис. 51) [89].

Итак, от того, при каких интенсивностях звукового поля, выше или ниже пороговых значений дегазации, происходит облучение гетерогенной реакции, будет зависеть характер и эффект воздействия акустической энергии на электролитические процессы. Достижение порога паровой кавитации в звуковом поле (кривая *II* на рис. 15) приводит к явлению эрозии твердых тел, которая для некоторых металлов имеет значительную величину [68], или локальному удалению твердых пассивных пленок на поверхности металла, способствуя его растворению [30, 68, 82] (точка *г* на рис. 15), а в нейтральных растворах подкисляет среду и может привести к облагораживанию или депассивации металла, если для него существует резкая зависимость скорости электрохимического процесса от концентрации водородных ионов вблизи точки  $pH=7$ .

## ПРОЦЕСС ПРОЯВЛЕНИЯ ЭКСПОНИРОВАННОГО ФОТОСЛОЯ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

В этой главе рассматривается процесс проявления фотоэмульсионного слоя в звуковом поле. Кинетика проявления фотослоя может быть описана на основе электрохимической теории каталитических реакций, подобных реакции коррозии металлов, упомянутых в предыдущей главе. Эта теория пользуется представлением о реакции химического проявления, как реакции, протекающей в обратимом гальваническом элементе, в отличие от физического проявления (на который звук не оказывает воздействия), идущего в растворе. Особенность течения электрохимических процессов в фотослое в сравнении с электродными превращениями заключается в том, что они происходят на сложной поверхности реакции (внутри эмульсионного слоя), состоящей из мелкодисперсных частиц галоидного серебра, помещенных в желатинированную среду. Эта среда хотя и не препятствует диффузии реагирующих частиц к центрам проявления, создает все же специфические условия для протекания каталитической реакции.

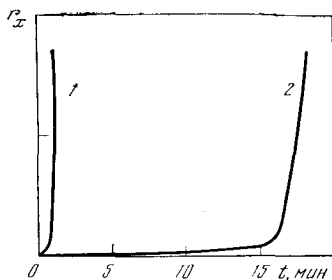
### § 1. Общие сведения о кинетике фотографического проявления

Физико-химический процесс проявления можно в основном разбить на две стадии: диффузия веществ к месту реакции и сама химическая реакция (кинетическая стадия). Когда константа скорости химической реакции  $k_x$  много меньше константы скорости диффузии  $k_d$ , т. е.  $k_x \ll k_d$ , то процесс фотографического проявления протекает в кинетической области и определяется только скоростью химической реакции. Если  $k_x \gg k_d$ , то процесс протекает в диффузионной области и определяется только скоростью диффузии. При  $k_x \approx k_d$  мы имеем дело с промежуточным случаем, когда процесс проявления зависит как от скорости химической реакции, так и от скорости диффузии [90]. Поэтому скорость процесса проявления фотослоя и отдельного зерна зависит как от факторов кинетической стадии [концентрация проявляющего вещества, сульфита натрия и бромистого калия, степень диссоциации ( $pH$  раствора), природа проявляющего и проявляемого вещества, температура проявления и т. д.], так и от параметров, определяющих массоперенос вещества из раствора к центрам скрытого изображения (коэффициент диффузии, вязкость раствора, его перемешивание, природа фотослоя — задубленность, набухаемость и др.). Зависимость процесса от перечисленных факторов можно истолковывать влиянием на химические и на диффузионные процессы, причем если влияние значительно, то существует прямая связь варьируемого параметра с регулирующим процессом, а если влияние невелико, то мы имеем дело с процессом, идущим по смешанной диффузионно-химической кинетике [90].

Проявление фотослоя характеризуется плотностью почернения  $D_0$ , получаемой в результате химической реакции галоидного серебра (в виде эмульсионных зерен) с активной частью проявляющего вещества. Плотность почернения пропорциональна общему числу проявленных зерен  $N_0$ , расположенных на  $1 \text{ см}^2$  поверхности фотослоя [91]:

$$D_0 = \frac{A}{2,3} N_0 \bar{a} = \frac{M_0 t}{P}, \quad (59)$$

Рис. 20. Качественная зависимость роста эмульсионного зерна от времени проявления для экспонированного (1) и неэкспонированного фотослоя (2)



где  $N_0 = mn_0$ ;  $n_0$  — среднее число зерен на  $1 \text{ см}^2$  слоя толщиной в одно зерно;  $m$  — число слоев толщиной в одно зерно;  $\bar{a}$  — средняя площадь зерна;  $A$  — постоянная;  $M_0$  — количество серебра на единицу площади фотослоя, выделившееся за единицу времени;  $t$  — время проявления;  $P$  — фотометрический эквивалент, равный примерно  $0,6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ .

Выражение (59) — это закон Бера для поглощения света в дисперсной среде. Постоянная  $A$  представляет собой численную поправку при переходе от зерен с одинаковой площадью  $a$  к средней площади зерен  $\bar{a}$ , имеющих, например экспоненциальное распределение по размерам. Кроме того, величина  $A$  учитывает форму зерна и для сферических зерен  $A = 1/1,33$ .

Общее число проявленных зерен  $N_0$  в функции времени подчиняется вероятностному событию [92], поэтому скорость проявления  $dD_0/dt$ , пропорциональная числу проявившихся кристаллов в единицу времени, имеет максимум. Вероятность проявления зерна зависит от времени индукции, которое может колебаться для различных зерен от 0,5 до 30 мин [93].

По современным представлениям при малых освещенностях фотослоя, но продолжительном воздействии света, на поверхности зерен эмульсии образуются центры скрытого изображения, содержащие более трех атомов серебра [94]. Такие центры способны адсорбировать ионы серебра и проявляющего вещества и восстанавливать кристаллы галоидного серебра до чистого серебра по автокаталитическому закону, так что радиус  $r_x$  эллипсоидальной зоны видимого проявления кристалла растет по закону [95]

$$r_x = r_n e^{k_1 t}, \quad (60)$$

где  $k_1$  — удельная скорость видимого проявления зерна;  $r_n$  — начальный радиус серебряного центра скрытого изображения.

В этих условиях проявление зерна и фотослоя происходит без индукционного периода. Видимое проявление зерна идет очень быстро (кривая 1 на рис. 20), примерно в течение 1 мин по данным Мейдингера [93], и не зависит от величины световой экспозиции. Скорость видимого проявления для всех зерен — величина постоянная.

При больших освещенностях (наш случай) вместо центров скрытого изображения создаются субцентры, состоящие из двух атомов серебра [94]. Эти центры не могут адсорбировать на себе ионы серебра постоянно и заряжаться положительно, становясь акцепторами электронов. Субцентры могут расти под действием проявляющего вещества только за счет совпадающей во времени адсорбции иона серебра и проявляющего вещества. Такое состояние может длиться очень долго из-за протекания двух взаимно противоположных процессов приблизительно с одинаковой энергией активации: увеличения числа атомов  $i$  серебра в центре и его термического рассасывания [95]. С увеличением числа  $i$  атомов серебра в центре до четырех и более энергия активации термического рассасывания  $U_i$  скрытого изображения в общем не изменяется, а энергия актива-

ции  $\epsilon_i$  восстановления серебра скачкообразно снижается предположительно по экспоненциальному закону, и в дальнейшем определяет скорость видимого проявления зерна. Поэтому в кривой проявления эмульсионного кристалла возникает длительный индукционный период (кривая 2), так что его рост последовательно проходит с двумя резко отличными скоростями  $\alpha_1$  и  $\beta_1$ , определяемыми энергиями активации  $\epsilon_i$  и  $U_i$ :

$$\alpha_c = \alpha_1 - \beta_1 = k_2 e^{-\frac{\epsilon_i}{RT}} - k_3 e^{-\frac{U_i}{RT}}, \quad (61)$$

где  $k_2$  и  $k_3$  — некоторые постоянные;  $\alpha_1$  — скорость видимого проявления зерна;  $\beta_1$  — скорость скрытого проявления зерна (вуалеобразования);  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура.

В пределах индукционного периода  $\epsilon_i \approx U_i$  и скорость проявления зерна  $\alpha_c$  близка к нулю, тогда как при видимом проявлении  $\epsilon_i \ll U_i$  и поэтому  $\alpha_c \approx \alpha_1$ . Скорость видимого проявления  $\alpha_1$ , вообще говоря, для различных зерен различна и пропорциональна поверхности серебряного зародыша и числу активных центров на единице поверхности эмульсионного зерна.

Таким образом, начало видимого проявления зерен эмульсии и, следовательно, число проявленных зерен  $N$  определяется вероятностью достижения зародышем скрытого изображения (субцентром), размер которого определяется некоторым критическим числом  $i$  атомов серебра, образующих этот зародыш. Исходя из подобных представлений, Багдасарьян [93] получил выражение для числа проявленных зерен  $N$  на единицу поверхности:

$$N = N_0 \left\{ 1 - \exp \left\langle - \frac{L_0}{N_0} \left[ 1 - e^{-\alpha_c t} \sum_0^{p'-1} \frac{(\alpha_c t)^i}{i!} \right] \right\rangle \right\}, \quad (62)$$

где  $N_0$  — число зерен бромистого серебра на  $1 \text{ см}^2$  фотослоя;  $L_0$  — число частиц скрытого изображения на  $1 \text{ см}^2$  фотослоя;  $p'$  — число атомов серебра, необходимых для того, чтобы частица скрытого изображения стала зародышем видимого проявления;  $i$  — индекс суммирования;  $\alpha_c$  — скорость проявления субцентра для индукционного периода.

Полагая  $\alpha_c \ll 1$  и ограничиваясь в разложении экспоненциального множителя в ряд членами первого порядка, при  $p' \approx 3$  в (62) будем иметь

$$\frac{L_0}{N_0} \left[ 1 - e^{-\alpha_c t} \sum_0^{p'-1} \frac{(\alpha_c t)^i}{i!} \right] \approx \frac{L_0}{N_0} \frac{(\alpha_c t)^2}{2}. \quad (63)$$

Обозначая через  $\alpha = \alpha_c \sqrt{L_0/2N_0}$ , получим из (62) и (63)

$$N = N_0 [1 - e^{-(\alpha t)^2}], \quad (64)$$

где  $\alpha$  — константа скорости проявления фотослоя или видимого проявления зерна.

Если учесть равенство (59), то окончательно получаем

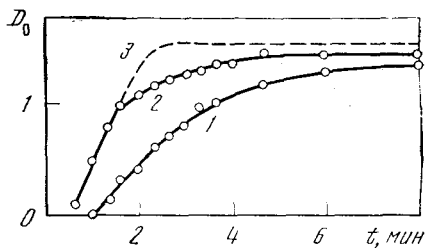
$$D_0 = D_\infty [1 - e^{-(\alpha t)^2}], \quad (65)$$

где  $D_\infty = \frac{AN_0\bar{a}}{2,3}$ .

Соотношение (65) удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости  $D_0(t)$  для используемых нами фотографических материалов, как это можно видеть из приведенных ниже экспериментальных результатов.



Рис. 21. Зависимость плотности почернения засвеченного фотослоя от времени проявления при действии ультразвука (2 и 3) и в отсутствие его (1)



Скорость проявления фотослоя из (65) равна

$$\frac{dD_0}{dt} = B(t) \alpha^2, \quad (66)$$

где  $B(t) = 2 D_{\infty} \cdot t \cdot e^{-(\alpha t)^2}$ . Множитель  $B(t)$  характеризует количество зерен фотослоя, проявленных в единицу времени, или описывает статистическое распределение по времени величин индукционных периодов проявляющихся эмульсионных кристаллов. Константа скорости проявления  $\alpha$ , остающаяся неизменной в течение всего процесса проявления фотослоя, характеризует скорость видимого проявления зерна, которая для всех зерен фактически одинакова [96]. Поэтому, переходя от плотности  $D_0$  или скорости проявления фотослоя  $dD_0/dt$  к константе  $\alpha$ , мы тем самым исключаем из рассмотрения статистику возникновения проявленных зерен во времени и ограничиваемся только кинетикой проявления отдельного зерна или группы зерен одного рода.

Таким образом, в процессе проявления фотографического слоя происходит сравнительно быстрое (1 мин) видимое проявление зерен эмульсии, причем количество проявленных зерен в единицу времени меняется в течение всего процесса. Плотность почернения, следовательно, зависит как от скорости проявления зерна, так и от количества проявленных зерен [93]. На рис. 21 приведена зависимость  $D_0(t)$  для фотобумаги Forte при концентрации проявителя  $K=0,25$  (кривая 1) [97]<sup>1</sup>. Полученная кривая в какой-то степени повторяет кривые проявления отдельного зерна (см. рис. 20); имеется также период индукции и последующий линейный рост плотности  $D_0(t)$ . Дальнейшее насыщение (изгиб) кривой связано с полным проявлением всех зерен фотослоя.

## § 2. Роль связующей среды фотослоя при ускорении процесса проявления

Фотографический слой представляет собой задубленную в той или иной степени желатиновую среду с распределенными в ней мельчайшими кристалликами галогенного серебра (1 мк). При физико-химической обработке фотослой помещается в раствор с проявляющим, консервирующим и диссоциирующим веществами, так что для начала проявления необходимо проникновение молекул и ионов растворенных веществ в слой к границе эмульсионных кристаллов. Можно считать, что все эмульсионные кристаллы сильно экспонированного фотослоя участвуют в реакции проявления. Если в 1 мм эмульсии находится  $10^{11}$  кристаллов, то расстояние между ними будет приблизительно равно 2 мк. Такое расстояние компоненты проявителя проходят за 0,1—0,01 сек [103]. Набухший желатиновый слой позитивной пленки толщиной около 0,04 мм проходит молекулами растворенных в проявителе веществ за 5—8 сек, а диффузионная часть погра-

<sup>1</sup> Плотность почернения  $D_0$  измерялась по методу незеркального отражения света [112]. Величина  $K=0,25$  характеризует разбавление стандартного проявителя D-76 [116] соответственно в 4 раза.

ничного слоя толщиной 0,2 мм — за 3—4 сек [104], т. е. за одно и то же время (5—8 сек) преодолеваются соответственно пути 0,04 и 0,4 мм. Так как в воде коэффициент диффузии большинства веществ имеет в среднем величину порядка  $10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек, то (грубо полагая связь между коэффициентом диффузии и пройденным расстоянием линейной) коэффициенты диффузии компонент проявителя оказываются равны в среднем  $10^{-6}$  см<sup>2</sup>/сек. В работе [119] приводятся значения коэффициентов диффузии некоторых веществ в 8%-ном студне желатины порядка  $(2—4) \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/сек.

Такое уменьшенное значение коэффициента диффузии в фотослое (на половину порядка величины коэффициента диффузии в жидкости) при определенных условиях может лимитировать процесс проявления, например, при больших значениях рН раствора. Не могут ли ультразвуковые колебания при ускорении фотографического проявления воздействовать на диффузию веществ в фотослое? На этот вопрос мы попытаемся ответить, опираясь на экспериментальные данные.

Для увеличения диффузионного расстояния между проявляющей средой и фотоэмульсией искусственно вводился инертный по отношению к процессу проявления слой из целлофановой пленки толщиной 0,1 мм. С этой целью к бумаге Forte в мокром состоянии со стороны фотослоя прикатывалась целлофановая пленка, затем полученный звукочувствительный пакет высушивался, что обеспечивало хорошее сцепление поверхностей. Проявление такого пакета в звуковом поле (3 Мгц) в течение 3 мин и контрольного фотоматериала, намоченного и высушенного, но без целлофановой пленки, не показало возрастания плотности почернения изображения звукового поля при введении целлофановой пленки [97].

Подобные же опыты были проделаны с диапозитивными сверхконтрастными фотопластинками с толщиной фотослоя 20 мк, в которых при предварительном экспонировании в ультрафиолетовом свете со стороны подложки (толщина засвеченного слоя не более 2 мк) получали инертный фотоэмульсионный слой толщиной 18 мк.

Подготовленный таким образом фотоматериал затем проявлялся в ультразвуковом поле (интенсивность 4,4 вт/см<sup>2</sup>) в проявителе Д-76 ( $K=1$ ) до плотности почернения  $D_{из}$  (табл. 2). В качестве сравнения та же фотопластинка проявлялась в звуковом поле в отсутствие инертного слоя, для чего световое экспонирование производили со стороны эмульсии. Время проявления  $t$  выбиралось при условии примерного равенства плотностей почернения фотослоя в отсутствие звука ( $D_{ф}$ ).

Таблица 2

Проявление фотослоя в ультразвуковом поле при различных условиях экспонирования

Условия экспонирования	$t$ , сек	$D_{ф}$	$D_{из}$	$\Delta D$
Со стороны эмульсии	25	0,037	0,16	0,123
Со стороны подложки	75	0,025	0,135	0,11

Из табл. 2 видно, что прирост плотности почернения в ультразвуковом поле  $\Delta D$ , равный разности плотностей изображения ( $D_{из}$ ) и фона ( $D_{ф}$ ), при двух условиях световой экспозиции имеет примерно одну и ту же величину. Таким образом, введение целлофанового слоя толщиной 100 мк и эмульсионного слоя толщиной 18 мк не приводит к дополнительному ускорению процесса проявления в ультразвуковом поле.

В первый момент после погружения фотоматериала в проявляющий раствор происходит некоторое размягчение и утолщение фотослоя, обу-

словленное набуханием желатиновой основы. В ультразвуковом поле ускорение процесса набухания может повлечь за собой увеличение диффузионной проницаемости фотоэмульсии. С помощью микроскопа мы наблюдали по изменению толщины фотослоя за кинетикой набухания диоптительной пластинки. Получена картина набухания, типичная для многих фотографических слоев.

Основное набухание эмульсии происходит в течение первой минуты процесса проявления, затем оно достигает своей предельной величины, превышающей исходную толщину слоя приблизительно на 20%. В пределах ошибки измерений ( $\pm 0,5\%$ ) воздействие звуковых колебаний (частота 2 Мгц) и интенсивность ( $1,5 \text{ вт/см}^2$ ) не ускорило заметно набухание фотослоя [105].

Тот факт, что звук не воздействует на набухание эмульсионного слоя в процессе проявления подтверждается также экспериментально, когда само набухание непосредственно исключалось [106]. Предварительное размягчение фотослоя не изменяет эффекта воздействия ультразвука. Аналогичный результат получается при проявлении фотоматериала в потоке при тех же условиях. Необработанный фотослой, размоченный в воде и в буре, дает один и тот же эффект воздействия.

Таким образом, варьирование диффузионной проницаемости фотослоя (набухание) и введение целлофановой пленки позволило показать, что эффект ускорения процесса проявления не обусловлен воздействием звука (или потока) на процесс диффузии компонент проявителя в фотослое.

### § 3. Проявление фотослоя в звуковом поле и потоке

Если воздействовать на процесс проявления экспонированного фотоматериала<sup>1</sup> ультразвуковыми колебаниями частотой 3 Мгц и интенсивностью  $0,29 \text{ вт/см}^2$  (кривая 3 на рис. 21), то наблюдается уменьшение индукционного периода и увеличение наклона линейной части кривой  $D_0(t)$ . Следовательно, ультразвуковые колебания, ускоряя процесс проявления фотослоя, сокращают индукционные периоды эмульсионных зерен и время их видимого проявления. Об этом говорит, с одной стороны, способность ультразвука ускорять процесс вуалирования [98], который, по всей вероятности, аналогичен процессу невидимого проявления зародыша во время индукционного периода, а с другой стороны, то обстоятельство, что звуковые колебания оказывают воздействие на фотослой в течение всего процесса проявления [97].

Действительно, выключение звука в момент, соответствующий времени  $t=100 \text{ сек}$  (точка *a* на кривой 2 рис. 21), приводит к заметному уменьшению скорости проявления, которая становится равной скорости беззвучного проявления (кривая 1). Если проявлять фотоматериал каждый раз в течение 4 мин и при этом воздействовать на него в различные моменты времени ультразвуковой экспозицией длительностью 15 сек (интенсивность  $1,8 \text{ вт/см}^2$ ), то можно проследить, как меняется прирост плотности почернения  $\Delta D$ , вызванный ультразвуком в различных частях кривой проявления  $D_0(t)$ .

На рис. 22 представлена такая зависимость. По приросту плотности  $\Delta D$  видно, что звуковые колебания действуют одинаково в течение всего процесса проявления фотослоя.

На процессе проявления фотоматериала ультразвук (или поток) может сказываться либо ускорением проявления зерен фотоэмульсии, либо увеличением числа способных к проявлению эмульсионных кристаллов.

<sup>1</sup> Засветка фотослоя равна световой экспозиции  $E_0$ , соответствующей плоской части характеристической кривой  $D_0(E)$ .

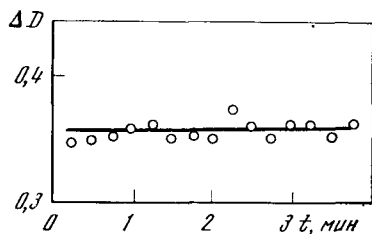


Рис. 22. Прирост плотности почернения фотослоя, обрабатываемого при действии звука в различных точках кривой проявления  $D_0(t)$

Были получены микрофотографии фотослоя, обработанного различным образом: диапозитивные сверхконтрастные фотопластинки проявлялись при воздействии звуком ( $2,6 \text{ вт/см}^2$ ) и в его отсутствие за одинаковое время —  $80 \text{ сек}$  (проявитель Д-76). На полученных микрофотографиях участков фотослоя (увеличение 1250 раз) было определено количество проявленных зерен на единице площади, средний диаметр проявленного зерна  $\bar{d}$  (в относительных единицах), плотность почернения  $D_0$ , прирост количества зерен  $\Delta N$  и прирост плотности почернения  $\Delta D$  при проявлении в ультразвуковом поле. Эти величины измерены для различных концентраций зерен бромистого серебра в эмульсии, причем за 100% принималась исходная эмульсия диапозитивной фотопластинки. Разбавление осуществляли примешиванием 5%-ного раствора желатины (до полива).

Таблица 3

Зависимость прироста плотности почернения фотослоя в ультразвуковом поле от концентрации зерен в фотоэмульсии

Концентрация зерен в эмульсии, %	Условия проявления	$N_0$	$\bar{d}$	$D_0$	$\Delta N$	$\Delta D$
100	Без звука	858	2,7	0,95	135	0,44
	Со звуком	993	2,5	1,39		
50	Без звука	681	2,7	0,4	85	0,25
	Со звуком	766	2,7	0,65		
25	Без звука	418	2,5	0,2	60	0,06
	Со звуком	478	2,5	0,26		
6	Без звука	400	2,7	0,3	0	0
	Со звуком	400	2,7	0,3		

Результаты представлены в табл. 3, из которой видно, что прирост плотности  $\Delta D$  при воздействии звуком обусловлен увеличением количества проявленных зерен, так что  $\Delta N \neq 0$ , тогда как средний диаметр зерна  $\bar{d}$  при различных условиях проявления остается почти неизменным. С уменьшением концентрации бромистого серебра в эмульсии ускоряющее действие звука на проявление фотослоя уменьшается, и при некоторых значениях концентрации величина  $\Delta D$  становится равной нулю. Это может быть объяснено тем фактом, что в эмульсии с малым процентным содержанием зерен бромистого серебра не ощущается нехватки проявляющего вещества, и влияние продуктов реакции (бромидов) на проявление всей совокупности зерен фотоэмульсии практически ничтожно.

Увеличение количества проявленных зерен в рассмотренном случае может представлять собой результат как ускорения роста зерен, способных к проявлению, так и проявления некоторых зерен, не способных к проявлению в отсутствие ультразвуковых колебаний (или потока). Поэтому были проделаны аналогичные измерения на диапозитивных пластинках, проявленных до одинаковых плотностей почернения в звуковом поле,

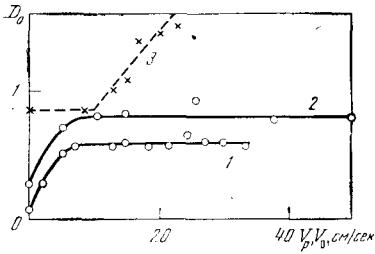


Рис. 23. Зависимость плотности почернения фотослоя от скорости постоянного потока и звуковой колебательной скорости

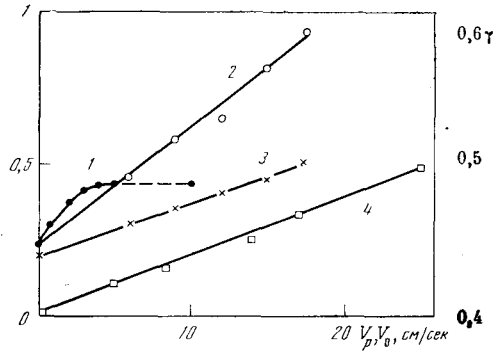


Рис. 24. Зависимость константы скорости проявления  $\alpha$  от величины скорости постоянного потока и звуковой колебательной скорости

в потоке и без них, но уже с разными временами проявления. Точное равенство плотностей достигалось специальным выбором участков фотослоя при контроле плотности фотометром.

Таблица 4

Измерение фотослоя при проявлении в звуковом поле и в потоке

Условия проявления	$N_0$	$\bar{d}$	$D_0$	$l$ , мк	$t$ , сек
Без звука	15	3,8	0,427	2	80
Со звуком	19	3,5	0,42	1	40
Без потока	19	3	0,228	1,5	80
С потоком	16	3	0,225	1	40

В табл. 4 представлены результаты измерений величин  $N_0$ ,  $\bar{d}$  и  $D_0$  по микрофотографиям. Видно, что при равенстве плотностей почернения  $D_0$  с воздействием на фотослой и без него количество проявленных зерен  $N_0$  и их средний размер  $\bar{d}$  практически остаются постоянными, но изменяется толщина проявленного слоя  $l$ , причем в отсутствие воздействия звуком толщина  $l$  больше, чем при наличии звука (или потока), что можно объяснить различным временем проявления фотослоя  $t$ .

Следовательно, процесс проявления фотослоя ультразвуковыми колебаниями (или потоком) интенсифицируется за счет ускорения проявления зерен фотоэмульсии, способных к проявлению, причем происходит это как во время скрытого, так и во время видимого периодов проявления зерна. Поэтому о воздействии на кинетику процесса проявления можно судить по изменению плотности почернения  $D_0$  фотослоя и по константе скорости проявления  $\alpha$  [см. равенство (65)]. В связи с этим необходимо отметить, что полученное в работе [99] снижение макрозернистости негатива при воздействии звукового поля связано не с уменьшением размера проявленного зерна, а с более ранним, одновременным и равномерным по плоскости фотослоя проявлением основной массы эмульсионных зерен, способных к проявлению.

Однако характер проявления фотослоя в постоянном потоке и при действии звука не одинаков. На рис. 23 представлены зависимости плотности

почернения  $D_0$  фотобумаги Forte за 1 мин в стандартном проявителе концентрации  $K=0,25$  (кривая 1) и  $K=1$  (кривая 2) от скорости потока  $V_p$  и колебательной скорости  $V_0$  (частота 3 Мгц). Обтекание фотоматериала потоком проявляющего раствора при скорости  $V_p > 6-8$  см/сек не изменяет плотности почернения  $D_0$  фотослоя. Совместное действие звукового поля и потока заданной скорости ( $V_p=13,6$  см/сек), при которой плотность  $D_0$  достигает предельного значения, приводит к зависимости, представленной на рис. 23 кривой 3 ( $K=0,25$ ). Видно, что влияние ультразвука обнаруживается при значениях колебательной скорости  $V_0 \geq 10$  см/сек, когда акустические микропотоки (см. часть III второй книги), образующиеся у поверхности фотослоя, более эффективно нарушают пограничный гидродинамический слой и способствуют ускорению диффузионного обмена реагирующих веществ на границе раствор—фотослой (см. гл. 1).

На рис. 24 (кривая 1) приведена (аналогичная кривым 1 и 2 на рис. 23) зависимость константы скорости проявления  $\alpha$  от скорости потока  $V_p$  для фотобумаги Forte в проявителе Д-76 ( $K=0,25$ ). При тех же условиях получено изменение константы  $\alpha$  от величины колебательной скорости  $V_0$  в звуковом поле частоты 3 Мгц в отсутствие постоянного потока (прямая 2). Зависимость возрастания  $\alpha$  от  $V_0$  для фотопластинки (спектрографическая) в проявителе Чибисова представлено кривой 3. Различный ход кривых при воздействии звуковым полем и потоком указывает на особенность механизма ускорения процесса проявления при нормальном падении звуковой волны на фотослой (см. § 7 настоящей главы).

#### § 4. Роль световой экспозиции

Как указывалось выше, видимое проявление эмульсионных зерен протекает по автокаталитическому закону (60), справедливому, начиная лишь с некоторого критического размера зародыша. До этого размера зародыш существует в виде субцентра и может проявляться в виде собственного дефекта кристаллической решетки (вуали), аналогично некаталитической химической реакции [95], с энергией активации приблизительно 40 ккал/моль (не экспонированный фотослой).

С ростом световой экспозиции субцентр постепенно увеличивается выше критического (центры скрытого изображения) и создаются условия перехода некаталитической химической реакции проявления к каталитической реакции (электродному процессу), где роль катализатора исполняет металлический зародыш. Катализирующая способность металлического зародыша в течение всего времени проявления определяет энергию активации процесса, которая при этом имеет величину порядка от 40 до 20 ккал/моль.

По своим световым свойствам фотослой различаются величиной коэффициента контрастности. Коэффициент контрастности фотоматериала — угол наклона линейной части характеристической кривой почернения  $D_0(E)$  — существенно зависит от условий проявления. В звуковом поле частоты 800 кгц, при нормальном падении волны на кинофото пленку типа Supergran, коэффициент контрастности  $\gamma$  линейно увеличивается с ростом колебательной скорости  $V_0$  [117] (кривая 4 на рис. 24). Следовательно, действие звуковых колебаний проявляется более заметно на участках фотослоя с большей световой экспозицией.

Степень освещенности фотослоя  $E$  определяет число центров скрытого изображения  $L_0$ , от которого зависит величина константы скорости проявления  $\alpha$  [равенство (64)]. Учитывая, что количество центров скрытого изображения равно  $L_0 = k'E$ , где  $k'$  — некоторая постоянная, и предпо-

лагая линейное падение энергии активации проявления субцентра с возрастанием освещенности  $E$  фотослоя, т. е.

$$\alpha_c \approx e^{\frac{p_0 E}{2RT}}, \quad (67)$$

можно представить константу скорости проявления  $\alpha$  в виде

$$\alpha = k_4 E e^{\frac{p_0 E}{2RT}}, \quad (68)$$

где  $p_0 = 2,2 \cdot 10^{-3}$  ккал/моль·люкс·сек;  $k_4$  — некоторая постоянная. Значение величины  $p_0$  найдено по данным работы [107] для метолового проявителя, причем предполагалось, что освещенность фотослоя в указанной работе не превышала 5000 люкс·сек. Равенство (67) характеризует зависимость скорости гетерогенной химической реакции от количества активных центров адсорбции [108].

На рис. 25 кривой 1 представлена зависимость величины  $\alpha$  от освещенности  $E$  фотослоя, которая достаточно хорошо описывается равенством (68). В звуковом поле частоты 3 Мгц и интенсивности 0,65 вт/см<sup>2</sup> (нормальное падение) константа скорости проявления  $\alpha$  (кривая 2) возрастает более резко, что связано с изменением лишь величины  $k_4$  в равенстве (68). Так как величина  $p_0$ , характеризующая условия возникновения центров скрытого изображения, остается постоянной в звуковом поле, то можно сделать вывод, что ультразвуковые колебания при ускорении процесса проявления не способствуют образованию новых центров скрытого изображения.

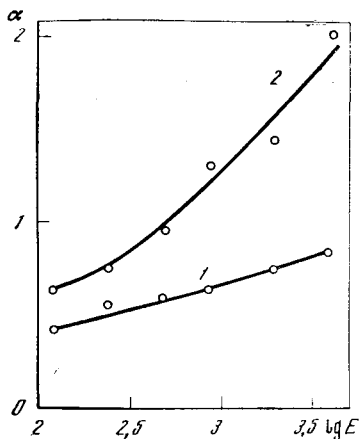


Рис. 25. Зависимость константы скорости проявления от величины освещенности фотослоя

## § 5. Энергия активации процесса в звуковом поле и потоке

Как отмечалось ранее [см. равенство (61)], проявление зерна идет с определенной энергией активации, т. е. его скорость зависит экспоненциально от температуры. Это относится и к проявлению фотослоя. Энергия активации процесса проявления фотослоя определяется по зависимости скорости проявления первых следов почернения от температуры ( $D_0 = 0,2—0,3$ ). Проявление фотослоя в звуковом поле и в потоке сопровождается ускорением роста зерен, что приводит к увеличению скорости процесса проявления фотослоя и изменению энергии активации.

Зная энергию активации процесса проявления, можно судить о характере (области) протекания процесса. Фотографическое проявление состоит из последовательного течения таких превращений, как ионизация проявляющего вещества, диффузия молекул и ионов в растворе и фотослое, адсорбционно-конкурентная борьба ионов за место на поверхности центров скрытого изображения, химическая реакция, и, наконец, десорбция и удаление продуктов реакции из фотослоя. Указанные элементарные акты обладают собственной энергией активации и регулирующим является тот процесс, который имеет наименьшую скорость и наибольшую энергию активации.

Исходя из литературных данных, можно считать, что энергии активации некоторых перечисленных процессов имеют следующие величины: ионизация 2—5 ккал/моль [102], диффузия в фотослое 5—8 ккал/моль, химическая реакция (каталитическая) 12—20 ккал/моль [100]. Относи-

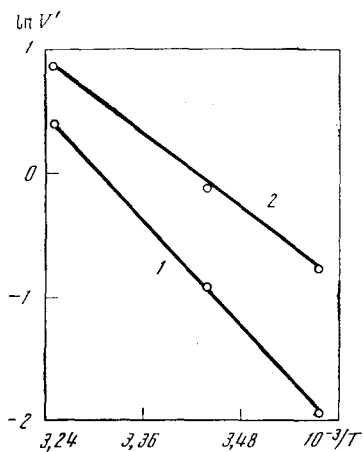


Рис. 26. Температурная зависимость проявления фотобумаги при действии звука и без него

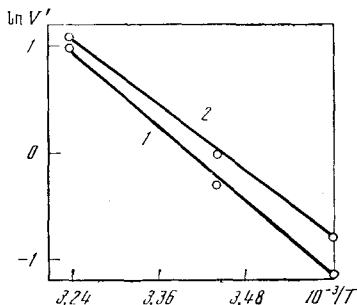


Рис. 27. Температурная зависимость проявления фотопластинки при действии звуковых колебаний и без них

тельно энергии адсорбции проявляющего вещества нет прямых сведений, но существуют данные о теплоте адсорбции цианиновых красителей, которая равна 10–12 ккал/моль при малых покрытиях поверхности эмульсионного кристалла в фотоэмульсии с 7%-ным содержанием желатины и 8–9 ккал/моль при дальнейшем добавлении красителя [101].

Скорость изменения плотности почернения  $dD_0/dt$  [равенство (66)] в начале кривой проявления фотослоя  $D_0(t)$  ( $D_0=0,3$ ) может быть представлена в виде [102]

$$V' = \frac{dD_0}{dt} = V'_k e^{-\frac{U_0}{RT}}, \quad (69)$$

где  $V'_k$  — некоторая постоянная;  $U_0$  — энергия активации процесса проявления фотослоя в отсутствие звуковых колебаний (или потока). Тангенс угла наклона прямой в системе координат  $\ln V'$  в функции от  $1/T$  представляет собой энергию активации рассматриваемого процесса [97].

Такая зависимость для бумаги Forte при проявлении в стандартном проявителе Д-76 ( $K=0,25$ ) представлена на рис. 26 (прямая 1) в системе координат  $\ln V'$  как функция от  $1/T$ . На рис. 27 приведена та же зависимость (кривая 1) для электрографических пластинок в том же проявителе с концентрацией  $K=1$ . Можно видеть, что процесс проявления рассматриваемых фотоматериалов подчиняется закону (69) и имеет энергию активации  $U_0$  для фотобумаги 13,6 ккал/моль, а для фотопластинки 11,2 ккал/моль; следовательно, протекает по смешанной диффузионно-химической кинетике.

При действии звука частоты 3 Мгц и интенсивности 1,15  $\text{вт/см}^2$  энергия активации процесса проявления фотобумаги падает (изменение наклона прямых) до 12,2 ккал/моль ( $K=1$ ) [109] и фотопластинки (кривая 2) до 10 ккал/моль (интенсивность звука 2,6  $\text{вт/см}^2$ ). Разбавление проявителя ( $K=0,25$ ) приводит к еще большему уменьшению энергии активации в звуковом поле (до 9,9 ккал/моль), что видно из кривой 2 рис. 26. При действии ультразвука, помимо изменения наклона, прямые перемещаются еще параллельно самим себе, что свидетельствует об изменении величины  $V'_k$  в соотношении (69). Константа  $V'_k$  характеризует общее число актов взаимодействия молекул (ионов) реагирующих веществ и связана с концентрацией реагентов [110]:

$$V'_k = k_0 C_{\text{AgBr}} C_{\text{Red}}, \quad (70)$$

где  $k_0$  — некоторая постоянная;  $C_{\text{AgBr}}$  — концентрация галоидного серебра (число или масса эмульсионных зерен);  $C_{\text{Red}}$  — концентрация проявляющего вещества (активной формы) у поверхности эмульсионного зерна.

Так как при использовании одного и того же фотоматериала можно считать, что  $C_{\text{AgBr}} = \text{const}$ , то изменение  $V'_k$  при действии ультразвуковых



колебаний (смещение всех прямых на рис. 26 и 27), очевидно, будет зависеть от возрастания концентрации  $C_{\text{Red}}$  активной части проявляющего вещества у поверхности зерен фотослоя. Увеличение концентрации  $C_{\text{Red}}$  в фотослое возможно ускоренной доставкой проявляющего вещества (под действием ультразвукового поля) из толщи раствора, например, путем конвективного переноса частиц. Действительно, искусственно созданный поток (затопленная струя) проявляющего вещества при проявлении фотобумаги Forte проявителем Д-76 ( $K=1$ ) изменяет энергию активации от 13,6 до 11 ккал/моль и смещает, подобно рис. 26, прямую параллельно самой себе, т. е. увеличивает значения  $V'_r$ , как и в случае действия ультразвуковых колебаний. Повышение концентрации  $C_{\text{Red}}$  в фотослое ведет к возрастанию энергии активации проявления в результате влияния продуктов реакции (бромидов), накапливающихся в фотослое в течение процесса [111].

Избыточное количество бромидов в фотослое в результате адсорбции ионов брома создает отрицательный двойной слой на поверхности металлического зародыша, т. е. энергетический барьер для отрицательных ионов проявляющего вещества. Удаление продуктов реакции из фотослоя может привести к уменьшению энергии активации процесса проявления, что и наблюдается при воздействии звуковых колебаний и потока.

## § 6. Механизм ускорения процесса проявления в стоячей звуковой волне

Воздействие ультразвуковых колебаний высоких частот на процесс проявления зависит от наличия неоднородностей звукового поля, конфигурация которых обнаруживается в виде изображения на предварительно засвеченном, а затем проявленном в звуковом поле, фотослое [97, 112]. Если плоскость фотопластинки (спектрографическая, тип 1) расположить в проявителе вдоль направления распространения бегущей звуковой волны частоты 800 кГц (колебательная скорость  $V_0=6,3$  см/сек), то плотность почернения  $D_0$  фотослоя (кривая 2 на рис. 28) при вычете почернения за счет обтекания акустическим крупномасштабным потоком (звуковым ветром) будет значительно отличаться от плотности почернения в отсутствие звука (прямая 1).

Замена поглотителя отражающей стенкой (стоячая волна) увеличивает колебательную скорость в местах пучности волны в два раза ( $2V_0=12,6$  см/сек), тогда как плотность почернения максимально возрастает в 8 раз (кривая 3), иначе говоря, возникновение неоднородностей ускоряет проявление фотослоя примерно в четыре раза.

Не имеет значения, где образуется стоячая волна — в жидкой или твердой среде, важно наличие относительного колебательного смещения частиц на границе раздела фаз. Так, в случае продольно-изгибного колебания засвеченного фотоматериала (отмечено цифрой 1 на рис. 29) частотой 18 кГц значительно ускоряется процесс проявления [113], что обусловлено системой акустических циркуляционных потоков, показанных на рис. 29.

Аналогичная система периодически повторяющихся потоков возникает в стоячем звуковом поле у твердой стенки (см. гл. 1). На рис. 30 приведена экспериментальная зависимость (кривая 1) нормальной к поверхности составляющей скорости  $u_y$  микропотока в узле давления стоячей волны на расстоянии от стенки  $y=0,02$  см от колебательной скорости  $V_0$  и рассчитанная по Рэлею (кривая 2) [114]. Теоретическая и экспериментальная кривые удовлетворительно совпадают. Решение уравнения конвективной диффузии позволяет описать условия массообмена в стоячем звуковом поле на границе раздела фаз (см. гл. 1) и получить для потока

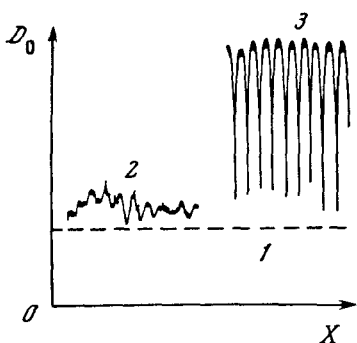


Рис. 28. Фотометрическая запись плотности почернения фотослоя в стоячей и бегущей волнах

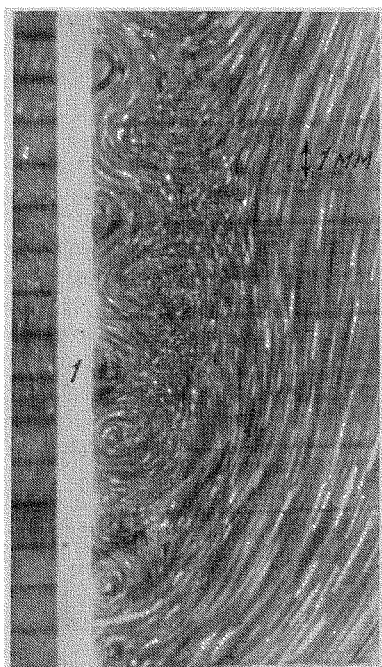


Рис. 29. Фотография акустических микропотоков у изгибно-колеблющегося фотослоя

( $D_\phi$  — плотность почернения в отсутствие звука). Тогда, учитывая соотношения (59) и (72), получим

$$\Delta D = \frac{0,82 \cdot 10^{-6} t}{P} V_0^{1/2}. \quad (73)$$

Зависимость (73) представлена кривой 2 на рис. 31 для времени проявления  $t=15$  сек. Очевидно, что совпадение с экспериментальной кривой 1 достаточно хорошее.

реагирующего вещества к поверхности равенство

$$J = j_0 \Phi_i, \quad (71)$$

где  $j_0 = 0,42 \Delta c (V_0 \omega / c_0)^{1/2} (D/\nu)^{1/4}$ ;

$$\Phi_i = \frac{(\sin 2kx)^{1/3}}{\left[ \int_0^{c_2} (\sin 2kx)^{1/3} d(kx) \right]^{1/4}};$$

$k$  — волновое число, равное  $\omega/c_0$ ;  $c_2$  — постоянная интегрирования. Периодичность функции  $\Phi_i$  вдоль поверхности (ось  $x$ ) равна  $\pi/2$ , причем максимальное положительное значение она принимает в точках, близких к  $\pi/2 + \pi n_2$  ( $n_2 = 0, 1, 2, \dots$ ), что соответствует пучностям давления в стоячей звуковой волне. Решение (71) достаточно хорошо описывает локализацию мест ускорения и частотную зависимость скорости гетерогенного процесса в стоячем звуковом поле [114, 23].

Удовлетворительно согласуется теория и эксперимент и для плотности почернения фотослоя в пучности давления (частота 800 кгц) в функции колебательной скорости  $V_0$  (кривая 1 на рис. 31). Если учесть, что скорость звука  $c_0 = 1,5 \cdot 10^5$  см/сек, коэффициент диффузии проявляющих веществ в жидкости  $D = 0,7 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек, кинематическая вязкость  $\nu = 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/сек и разность концентраций на поверхности реакции в растворе  $\Delta C = 2,5 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, то среднее количество граммов вещества, доставляемого к поверхности на единице площади в 1 сек, будет

$$\bar{J} = j_0 \bar{\Phi}_i = 0,41 \cdot 10^{-6} V_0^{1/2}. \quad (72)$$

Так как порядок реакции проявления равен  $1/2$  [115], а вес грамм-молекулы серебра и метолгидрохинона почти одинаков, то равенство (72), умноженное на 2, выражает количество серебра  $M_0$ , образующегося в фотослое при действии звука.

Прирост плотности почернения в ультразвуковом поле есть  $\Delta D = D_{зв} - D_\phi$

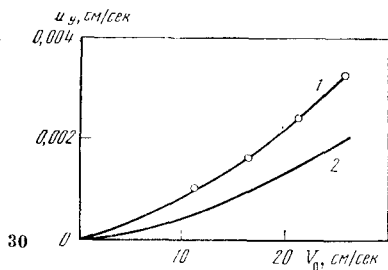


Рис. 30. Зависимость нормальной составляющей скорости микропотока

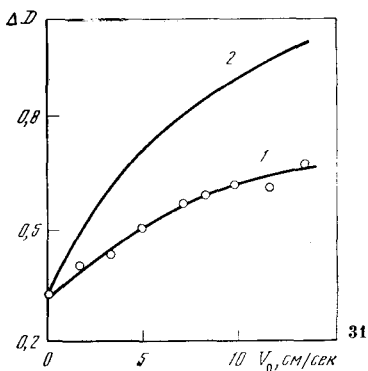


Рис. 31. Зависимость прироста плотности почернения фотослоя в пучности давления стоячей звуковой волны от величины колебательной скорости

### § 7. Ускорение процесса проявления при нормальном падении ультразвуковой волны на фотослой

Когда плоскость фотоматериала, опущенного в проявитель, расположена нормально к направлению звукового луча, то возникает изображение [97, 112] поперечного разреза звукового поля, обусловленное существованием дифракционных неоднородностей в виде концентрических колец (рис. 32, частота 3 Мгц, расстояние от излучателя 15 см). Наблюдения за движением взвешенных в жидкости частиц в плоскости продольного разреза звукового луча у поверхности фотопластинки 1 (рис. 33), показывает, что в местах падения на нее звуковой волны между звукопроницаемой пленкой 2 и фотослоем возникают циркуляционные микропотоки с квазипериодической структурой, подобной ритмической картине изменения плотности почернения на рис. 32, причем областям наибольшего почернения соответствуют максимумы акустического давления.

Образование циркуляционных потоков в рассматриваемом случае как и в стоячем звуковом поле, связано с тангенциальным колебательным смещением частиц жидкости относительно твердой поверхности. Такое смещение возникает вследствие наличия поперечного колебательного движения среды в узконаправленном звуковом луче за счет дифракционных явлений [23] на конечном размере излучателя. Диффузионный поток  $J$  вещества к плоскости в звуковом поле, выраженный в постоянных коэффициентах, для такой задачи не найден вследствие трудности вычислений.

Однако исходя из асимптотики функции потока, как указано в § 5 гл. 1, можно ожидать, что поток вещества  $J$  к поверхности реакции в звуковом поле при нормальном падении луча на фотослой, а следовательно, прирост плотности почернения будет пропорционален первой степени колебательной скорости  $V_0$ .

На рис. 34 приведены зависимости прироста плотности почернения  $\Delta D$  от колебательной скорости  $V_0$  (время проявления  $t=100$  сек,  $K=0,25$ ) для фотопластинки (1) и фотобумаги Forte (2). Плотность определялась фотометром с диаметром светового пятна в 1,5—2 мм. В местах максимального почернения фотослоя из 15—20 измерений находилось среднее значение. Наблюдается линейный рост  $\Delta D$  от величины  $V_0$ , что подтверждает

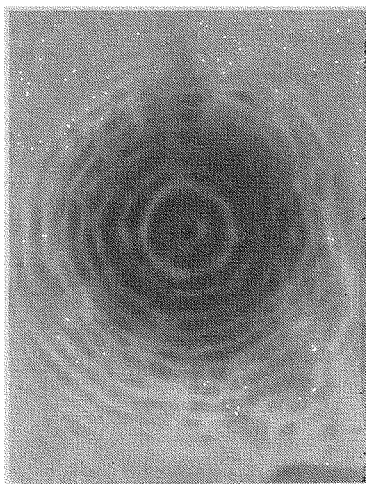


Рис. 32. Конфигурация плотности почернения фотослоя при нормальном падении звукового луча на фотослой



Рис. 33. Фотография потоков у поверхности пластинки при нормальном падении звуковой волны на фотослой

сделанные выше выводы. Для сравнения на рис. 34 (кривая 3) перенесена кривая 1 с рис. 31, полученная в поле стоячих волн. Из сравнения кривых 1 и 3 рис. 34 при заданном значении скорости  $V_0$  видно, что в случае нормального падения эффект ускорения процесса проявления в ультразвуковом поле в несколько раз превышает таковой в максимумах стоячей звуковой волны.

Таким образом, при нормальном падении звуковой волны на фотослой наблюдается линейная зависимость всех величин  $\alpha$ ,  $\gamma$  и  $\Delta D$ , характеризующих автокаталитическую реакцию проявления кристаллов галогенного серебра фотографической эмульсии, от колебательной скорости  $V_0$  (кривые 3 и 4 на рис. 24 и 34 [117]). Такой ход зависимости, как указано выше, определяется видом распределения скорости  $u$  акустических течений вблизи поверхности раздела, а наклон прямых определяется акустиче-

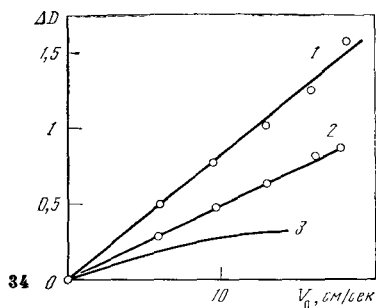


Рис. 34. Зависимость прироста плотности почернения фотослоя от величины колебательной скорости  $V_0$  при нормальном падении звуковой волны на фотоматериал

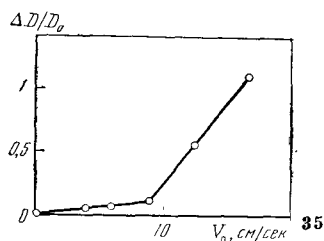


Рис. 35. Зависимость относительного прироста плотности почернения фотослоя от амплитуды колебательной скорости

скими свойствами соприкасающихся сред, т. е. абсолютной величиной скорости  $u$  [1].

Поэтому с появлением условий возникновения третьей фазы (воздушных пузырьков) наклон прямых  $\alpha(V_0)$ ,  $\gamma(V_0)$  и  $\Delta D(V_0)$  резко увеличивается, так как циркуляционные микропотоки вокруг пузырьков достигают значительной величины (54). На рис. 35 показана зависимость относительного прироста плотности почернения  $\Delta D/D_0$  при проявлении фотопластины в звуковом поле частоты 350 кГц [118], где значение колебательной скорости  $V_{\text{пор}} \approx 9$  см/сек совпадает с порогом акустической дегазации в растворе, возникновение которого наблюдалось экспериментально. На рисунке виден резкий излом прямой при  $V_0 = V_{\text{пор}}$  (начало выделения пузырьков), что имеет место и при ускорении других гетерогенно-диффузионных процессов, например, электроосаждения металлов в звуковом поле (см. гл. 2). Диффузионный поток  $J$  частиц проявителя на поверхность реакции в этом случае, очевидно, будет таким же, как и плотность потока газа в пузырек при обтекании его акустическими микротечениями (см. часть IV, стр. 253).

## Глава 4

### ПРОЦЕСС КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

В расплавах или растворах с пониженной температурой зарождение новой фазы сопровождается возникновением фазовых граничных поверхностей в виде граней мелких кристалликов, взвешенных в маточной среде. При этом в общей кинетике превращения существенную роль играют диффузионные процессы, особенно у поверхности твердой фазы. В процессе кристаллизации кристаллы непрерывно растут от молекулярных до видимых размеров и происходит их взаимодействие и срастание, концентрация вещества в растворе уменьшается и т. д. Такие превращения в звуковом поле безусловно могут изменить свой характер и скорость протекания, и это заметно скажется на самом процессе кристаллообразования.

До сих пор не было проведено систематического анализа процессов кристаллизации в ультразвуковом поле. Существует несколько монографий [29, 34, 120—124], которые носят в большой степени феноменологический характер. Трудность заключается в том, что значительная часть экспериментального материала получена в весьма разнородных условиях ультразвукового облучения. При высоких плотностях звуковой энергии, когда одновременно проявляются различные аспекты действия акустического поля, механизм воздействия звука на процесс кристаллизации усложняется. Поэтому в этой главе сделана попытка выделить из неравноценного (по условиям проведения экспериментов) материала главные тенденции в воздействии ультразвука на процессы образования новой фазы, причем эффекты, обусловленные высокими плотностями звуковой энергии (например, кавитация) не будут нами затронуты (см. часть VII, стр. 427). Мы ставим перед собой целью рассмотрение более тонких эффектов, имеющих место в ультразвуковом поле, и их природы.

Образование новой фазы может происходить из перенасыщенных растворов, расплавов неметаллов, металлических расплавов и в результате хи-

мической реакции. Однако для всех этих превращений характерны две стадии [122]: 1) возникновение центров кристаллизации и 2) собственно процесс кристаллизации, т. е. рост и формирование кристаллов. Эти стадии для одиночного кристалла разделены во времени, однако в реальных системах, где существует массовая кристаллизация вещества, возникновение и развитие отдельных кристалликов происходит по закону случая, т. е. имеет место частичное или полное совпадение во времени различных элементарных процессов.

## § 1. Линейная скорость кристаллизации

Этому вопросу не было уделено достаточно внимания. Имеется несколько работ [34, 125—127], в которых экспериментально наблюдался рост различных граней монокристаллов под воздействием ультразвука из перенасыщенных растворов. Однако количественные данные о зависимости скорости кристаллизации от параметров звукового поля не были получены. Мы восполним этот пробел аналитическим рассмотрением.

Линейная скорость роста кристалла  $V_k$  и поток вещества  $j$  из раствора или расплава в единицу времени на единицу поверхности равны [128, 129]

$$V_k = k_0 \frac{\Delta G}{G}, \quad (74)$$

$$j = j_0 \frac{\Delta G}{G}, \quad (75)$$

где  $k_0 = j_0 / \rho'$  — коэффициент массопередачи, или константа скорости роста;  $\rho'$  — плотность вещества в твердом состоянии;  $\Delta G$  — разность температур, или концентраций на поверхности кристаллизации и в глубине раствора (расплава);  $G$  — концентрация, или температура раствора (расплава);  $j_0$  — плотность потока вещества.

Величина  $j_0$  в общем случае может быть представлена в виде [128, 129]

$$\frac{1}{j_0} = \frac{1}{j_k} + \frac{1}{j_r + j_e + j_{zv}}, \quad (76)$$

где  $j_k, j_r, j_e, j_{zv}$  — плотности потока вещества, обусловленные соответственно самим процессом кристаллизации, теплопроводностью, естественной конвекцией и действием звукового поля. Равенство (76) устанавливает баланс потоков в процессе фазового превращения. При росте кристаллов из чистых переохлажденных жидкостей скорость построения кристаллической решетки определяется процессами, происходящими непосредственно на поверхности кристалла, так что поток  $j_k$  может быть представлен [86, 130] с учетом равенств (74) и (75) в виде

$$j_k = k_k \rho' = \frac{\beta a_0 q \rho'}{\nu}, \quad (77)$$

где  $k_k$  — константа скорости кристаллизации;  $\beta$  — безразмерный коэффициент для металлов, близкий к единице;  $a_0$  — постоянная решетки;  $q$  — теплота фазового превращения;  $\nu$  — кинематическая вязкость.

Для металлов и неметаллов оценка  $j_k$  по формуле (76) дает значительную величину. Например, для цинка  $q = 1830$  кал/моль,  $a_0 = 1,5 \cdot 10^{-8}$  см [86],  $\nu = 4,5 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/сек [131],  $\rho' = 7$  г/см<sup>3</sup>,  $\beta = 1$ ), для бензофенона<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Твердые органические соединения вследствие их низкой температуры плавления широко используются для изучения фазовых переходов.

( $q=4300$  кал/моль,  $a_0=3 \cdot 10^{-8}$  см,  $v=2 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/сек,  $\rho'=1,1$  г/см<sup>3</sup>,  $\beta=0,5$ ) и для медного купороса ( $q=15900$  кал/моль,  $a_0=2 \cdot 10^{-8}$  см,  $v=10^{-2}$  см<sup>2</sup>/сек,  $\rho'=2,3$  г/см<sup>3</sup>,  $\beta=0,5$ ) получается плотность потока, в среднем равная  $j_k \approx 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>·сек, что, как мы увидим ниже, на порядок превышает значение плотностей потоков  $j_T$ ,  $j_e$  и  $j_{зв}$  при кристаллизации неметаллов. Такое положение, по-видимому, должно сохраняться и при кристаллизации других веществ.

Поэтому в случае неметаллов можно считать, что скорость роста кристаллов не лимитируется кинетической стадией [122], отчего равенство (76) может быть представлено в виде

$$j_0 = j_T + j_e + j_{зв}. \quad (78)$$

Оценим слагаемые в правой части равенства (78). Перенос вещества за счет естественной конвекции дается соотношением [20]

$$j_e = 0,7D \text{Pr}^{1/4} \left( \frac{gC_0}{4v^2} \right)^{1/4} \frac{C_0}{x^{1/4}}, \quad (79)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии;  $\text{Pr}=v/D$  — число Прандтля;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $x$  — характерный размер;  $C_0$  — концентрация вещества в растворе (для расплава полагаем  $C_0=1$  г/см<sup>3</sup>). Примем 0,1 см за характерный размер радиуса кристалла или капилляра, в котором происходит кристаллизация. Тогда для цинка ( $D=5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек), для бензофенона ( $D=0,64 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек) и для медного купороса ( $D=0,5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/сек,  $C_0=0,5$  г/см<sup>3</sup>) мы получим плотность потока  $j_e$ , равную по порядку величины  $10^{-4}$  г/см<sup>2</sup>·сек.

Для плотности потока вещества за счет теплопроводности в естественных условиях имеем [20]

$$j_T = \frac{\chi \rho}{x} Gr^{1/4}, \quad (80)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости;  $\chi$  — коэффициент температуропроводности;  $\Delta T$  — разность температур;  $Gr=g \cdot \beta_1 x^3 \Delta T / v^2$ ;  $\beta_1$  — коэффициент теплового расширения жидкости. Учитывая, что для металлов  $\chi=10^{-1}$  см<sup>2</sup>/сек,  $\Delta T=0,05^\circ$ , а для неметаллов  $\chi=10^{-4}$  см<sup>2</sup>/сек,  $\Delta T=5^\circ$ , получим при  $\beta_1=3 \cdot 10^{-5}$  и соответствующей температуре  $T=T_0$ , при которой происходит фазовое превращение, что величина потока вещества для цинка равна  $j_T=1,5 \cdot 10^{-1}$  г/см<sup>2</sup>·сек и для бензофенона  $j_T=2 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup>·сек. При кристаллизации из раствора (постоянная температура) поток за счет теплопроводности отсутствует.

Наконец, в ультразвуковом поле массо- и теплоперенос зависит от акустических микротечений, возникающих на границе раздела жидкость—кристалл или жидкость—кристалл—пузырек (см. гл. 1). Для твердой частицы с радиусом кривизны  $r$  поток вещества в звуковом поле к поверхности кристаллизации может быть описан равенством [22]

$$j_{тв} = 0,99C_0 \left( \frac{V_0^2 D^2}{v \omega r^2} \right)^{1/3}, \quad (81)$$

а при наличии пузырьков с фиксированным радиусом  $r_0$  соотношением [58]

$$j_{п} = \frac{c_a V_0 C_0}{\sqrt{2\pi} \omega^{3/2} r_0^2} \sqrt{\frac{D}{B}}, \quad (82)$$

где  $V_0$  — амплитуда колебательной скорости частиц жидкости относительно твердой поверхности кристаллизации или пузырька;  $\omega=2\pi f$  ( $f$  — частота звука);  $c_a$  — скорость звука;  $B=[(\omega_p/\omega)^2 - 1]^2 + \Delta^2$  ( $\omega_p=326/r_p$ ,

$r_p$  — резонансный размер пузырька,  $\Delta$  — декремент затухания колебаний пузырька, равный примерно  $0,35 \cdot 10^{-2}$ ).

Таким образом, общий поток  $j_{зв}$  в ультразвуковом поле равен сумме потоков  $j_{тв}$  и  $j_{п}$ . Поскольку при затвердевании резко уменьшается растворимость газа, то в момент кристаллизации выделяются пузырьки, размер которых можно принять равным от  $10^{-3}$  см [123] до примерно  $10^{-2}$  см (см. гл. 2).

При  $r_p = 5 \cdot 10^{-3}$  см,  $r_0 = 10^{-2}$  см,  $r = 0,1$  см и  $f = 175$  кГц, для различных условий кристаллизации получаются значения потоков  $j_{тв}$  и  $j_{п}$ , представленные в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

Поток вещества на твердую сферу и пузырек при кристаллизации различных веществ в ультразвуковом поле

Вещество	Условия кристаллизации	$T$ , °C	$D$ , см <sup>2</sup> /сек	$C_0$ , г/см <sup>3</sup>	$j_{тв}$	$j_{п}$
Цинк	Из расплава	419	$5 \cdot 10^{-5}$	1,0	$10^{-3} V_0^{2/3}$	$2 \cdot 10^{-3} V_0$
Бензофенон	То же	48	$0,6 \cdot 10^{-5}$	1,0	$10^{-3} V_0^{2/3}$	$10^{-2} V_0$
Медный купорос	Из раствора	20	$0,5 \cdot 10^{-5}$	0,5	$3 \cdot 10^{-4} V_0^{2/3}$	$5 \cdot 10^{-3} V_0$

Из приведенных оценок следует прежде всего, что кристаллизация металлов в ультразвуковом поле имеет характерную особенность. Рост металлического кристалла из расплава идет за счет быстрого отвода тепла от поверхности раздела фаз вследствие большой теплопроводности металла. Поэтому способность ультразвука ускорять процессы переноса при наличии гетерогенности среды (см. гл. 1) не может внести существенного вклада в перенос тепла, так как  $j_{т} \gg j_{зв}$  при  $V_0 = 10$  см/сек. Этот факт отмечается во многих экспериментальных работах [29, 123, 124, 132, 133]. Изменение линейной скорости роста кристаллов в ультразвуковом поле может быть заметно только при больших амплитудах колебаний ( $V_0 = 100$  см/сек) и частотах звука, близких к резонансной частоте пузырьков, когда  $j_{т}$  становится сравнимой с величиной  $j_{п}$  [см. равенство (82) и табл. 5].

При кристаллизации неметаллических кристаллов из раствора или расплава плотность потока вещества в ультразвуковом поле  $j_{зв}$  при  $V_0 = 10$  см/сек соизмерима с потоками вещества за счет естественной конвекции и теплопроводности, т. е.  $j_{зв} \approx j_{т} + j_{с}$ . Следовательно, в этом случае линейная скорость роста кристаллов может увеличиться, что находится в согласии с результатами экспериментов при кристаллизации неметаллов под действием ультразвука [121, 125—127].

На рис. 36 приведена построенная по результатам работы [134] зависимость линейной скорости роста  $V_k$  для бензофенона (из расплава) в капилляре диаметром 0,4 см от условной колебательной скорости  $V'$  (частота 175 кГц). Зависимость получена при наличии газовых пузырьков в расплаве и введении кристаллической затравки перед началом кристаллизации.

Воспользовавшись табл. 5 и равенством (74), получим для бензофенона при  $\Delta T = 15^\circ$ ,  $T = 48^\circ$  C,  $\rho = 1,1$  г/см<sup>3</sup> скорость кристаллизации, равную  $V_k = 0,0043 V_0$ . Если, согласно условиям эксперимента в работе [134], предположить, что максимальное значение колебательной скорости  $V'$  не превышало 35 см/сек, то экспериментальная кривая рис. 36 очень хорошо описывается равенством (74).



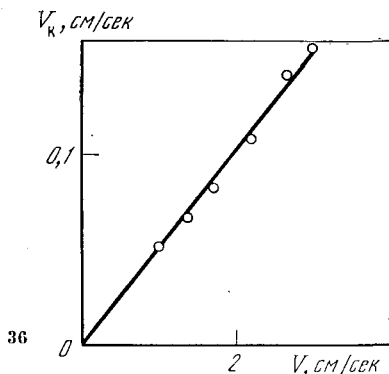


Рис. 36. Линейная скорость роста кристаллов бензофенона в капилляре в ультразвуковом поле

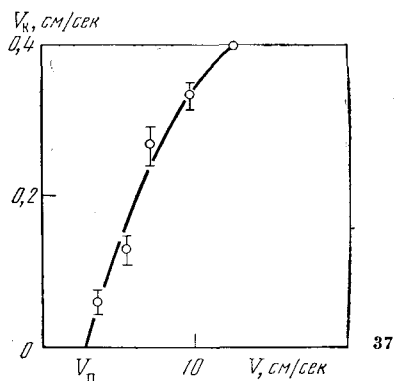


Рис. 37. Зависимость линейной скорости роста кристаллов тимола от величины колебательной скорости частиц среды в звуковом поле

Наблюдение за скоростью роста отдельных граней кристаллов алюмокалиевых квасцов (из раствора) проведено в работах [125—127] при малых значениях колебательной скорости (не более 1 см/сек до возникновения кавитации). На основании табл. 5 и сделанных выше оценок можно считать, что при таких условиях скорость кристаллизации в ультразвуковом поле частоты 20 кгц не может увеличиваться. Этот вывод подтвержден экспериментально.

Если рост кристаллов происходит в объеме, где они находятся во взвешенном состоянии, то линейная скорость роста  $V_k$  в ультразвуковом поле начинает меняться только с некоторой пороговой величины колебательной скорости  $V_{пор}$ , так как растущие кристаллики не полностью увлекаются колеблющейся средой. Относительная колебательная скорость  $V_0$  среды и кристаллических взвешенных частиц при условии

$$\frac{f}{f_g} \gg 1, \quad (83)$$

может быть найдена из соотношения [137]

$$V_0 \approx \frac{2(\rho' - \rho)V}{2\rho' + \rho}, \quad (84)$$

где  $V$  — абсолютная колебательная скорость частиц среды;  $f_g = 3\sqrt{2}\pi r^2$ .

Линейная скорость роста твердой сферической частицы под действием акустических потоков изменяется при условии  $j_{тв} \gg j_e$ . Тогда подставляя (84) в равенство (81) и полагая  $V = V_{пор}$ , получаем

$$V_{пор} \geq \frac{(2\rho' + \rho)(\omega v)^{1/4} r}{2(\rho' - \rho)D} \left(\frac{j_e}{C_0}\right)^{3/2}, \quad (85)$$

т. е. при незначительном различии плотностей твердой и жидкой фаз пороговая колебательная скорость может стать заметной величиной.

На рис. 37 показано изменение линейной скорости роста  $V_k$  кристаллов тимола в звуковом поле частоты  $f = 717$  кгц с ростом колебательной скорости  $V$ . Ход кривой хорошо подчиняется функциональной зависимости равенства (81), т. е. наблюдается пропорциональность  $V_k \sim V^{2/3}$ , с той лишь разницей, что вся кривая оказывается сдвинутой вправо по оси абсцисс. Если принять, что  $C_0 = 1,0$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho = 1,1$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho' = 1,12$  г/см<sup>3</sup>

и  $r=x=0,01$  см, то величина сдвига, т. е. пороговое значение скорости в рассматриваемом случае из (79) и (85) будет равна приблизительно  $V_{\text{пор}}=2,5$  см/сек. Эта величина согласуется с экспериментальным значением, получаемым на рис. 37 при  $V_k=0$ .

Таким образом, можно считать, что ускорение роста единичного кристалла неметаллов в ультразвуковом поле происходит в основном вследствие перемешивающего действия звуковой волны в результате образования акустических микропотоков у поверхности раздела жидкой и твердой фаз.

## § 2. Кинетика массовой кристаллизации

Скорость фазового превращения вещества в объеме, кроме линейной скорости роста отдельных кристаллов, в общем случае зависит от вероятности  $\beta_0$  образования термодинамически устойчивых зародышей кристаллизации. Статистическая теория [135, 136] дает для количества закристаллизовавшейся фазы  $W$

$$W = W_0 \left( 1 - e^{-\beta_0 t^3} \right), \quad (86)$$

где  $W_0$  — полный объем закристаллизовавшегося вещества;  $\alpha = \beta_0 t^3$  ( $t$  — время кристаллизации);  $\beta_0 = N_k/W_0$  ( $N_k$  — число центров кристаллизации, образовавшихся за время  $t$ ). Если же скорость образования центров кристаллизации значительно больше скорости линейного роста кристаллов, т. е.  $\beta_0 = \beta' \gg V_k$ , то  $\beta' = N'/W_0$  ( $N'$  — число предварительно образовавшихся центров) и  $\alpha = \beta' t^4$  [136].

На рис. 38 нанесена S-образная кривая (1) кристаллизации расплавленного бестола ( $T_0=94,5^\circ\text{C}$ ) при температуре  $T=30^\circ\text{C}$  с предварительным внесением затравочного кристалла [138]. Кривая очень хорошо описывается равенством (86), когда  $\alpha = \beta_0 t^3$ , т. е. при условии медленного образования центров кристаллизации в течение всего времени затвердевания. Воздействие ультразвука частоты  $f=1$  Мгц (интенсивность не указана) в процессе кристаллизации дает кривую 2, которая практически сохраняет свою S-образную форму и также описывается равенством (86) при  $\alpha = \beta_0 t^3$ .

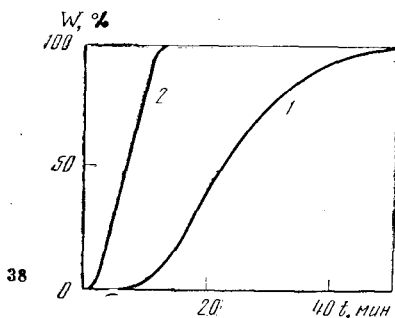


Рис. 38. Кинетика кристаллизации бестола без воздействия звука (1) и при действии ультразвука (2)

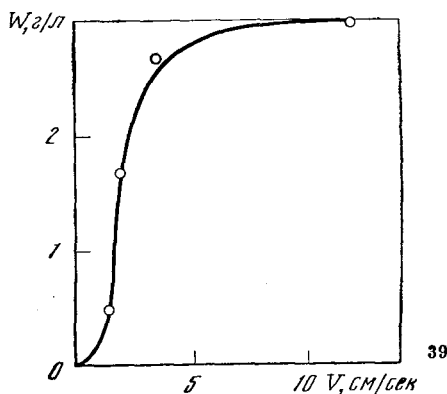


Рис. 39. Зависимость количества закристаллизовавшегося винного камня от величины колебательной скорости частиц среды

По-видимому, можно сделать предположение, что ускорение процесса кристаллизации в ультразвуковом поле не связано с образованием дополнительных центров кристаллизации (субмикроскопических зародышей [139], образующихся термодинамическим путем), но возможно увеличение линейной скорости роста отдельных кристаллов в результате ускорения процесса массопереноса (см. § 1). Поэтому при кристаллизации в кинетической области, когда диффузия существенной роли не играет и весь процесс в целом определяется скоростью образования твердой фазы [см. равенство (77)], можно ожидать, что эффекта воздействия ультразвукового поля не будет. Однако кристаллизация все же ускоряется.

На рис. 39 приведена зависимость количества кристаллической фазы  $W$ , образовавшейся из перенасыщенного раствора винного камня в поле ультразвука частоты  $f=23$  кГц ( $t=1,5$  час), от колебательной скорости  $V$  частиц среды [140]. Поскольку линейная скорость кристаллизации в звуковом поле пропорциональна  $V^{1/2}$  [равенства (74), (81) и (84)], то показатель экспоненты в (86) должен зависеть от колебательной скорости как  $V^2$ . При указанных условиях кривая рис. 39 не описывается соотношением (86). Таким образом, в ультразвуковом поле необходимо принимать во внимание изменение числа фактических центров кристаллизации, т. е. зародышей, способных расти самостоятельно диффузионным путем. Кроме того, надо учитывать изменение функции распределения кристаллов по размерам.

На рис. 40 показано поведение функции распределения  $F(r)$  размеров кристаллов винного камня в отсутствие (кривая 1) и под действием звука интенсивности  $0,1$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 2) и интенсивности  $1$  Вт/см<sup>2</sup> (кривая 3) [140]. Из рисунка ясно, что в ультразвуковом поле происходит увеличение мелкозернистости и однородности кристаллов по размерам [168]. Этот экспериментальный факт отмечается почти во всех работах по воздействию ультразвука на кристаллизацию большинства веществ и является главным эффектом при затвердевании металлов в звуковом поле.

### § 3. Центры кристаллизации

По современным представлениям образование новой фазы протекает в три стадии: 1) собственно возникновение субмикроскопических зародышей; 2) рост субмикроскопических зародышей до равновесного размера; 3) сам процесс кристаллообразования — рост равновесных зародышей до видимых размеров.

Первая стадия связана с молекулярно-кинетическими свойствами перенасыщенных растворов или переохлажденных расплавов и зависит от флюктуационных явлений в жидкостях [122, 128, 130, 139], создающих энергетические условия для образования  $N_k$  субмикроскопических зародышей с определенным временем жизни.

Считается, что растворы (расплавы) в доравновесной стадии (латентный период кристаллизации) в перенасыщенном (переохлажденном) состоя-

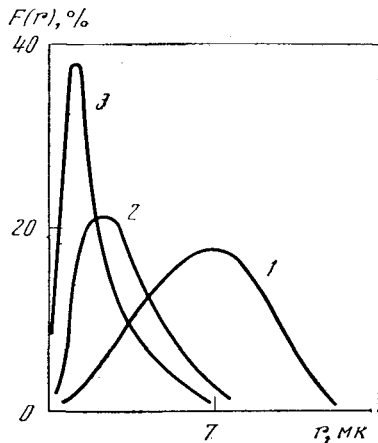


Рис. 40. Функции распределения кристаллов винного камня, выпавшего из пересыщенного раствора без воздействия звука (1) и под действием ультразвука интенсивности  $0,1$  Вт/см<sup>2</sup> (2) и  $1$  Вт/см<sup>2</sup> (3)

нии представляют собой микрогетерогенные системы в виде золя взвешенных кристаллических субзародышей [139, 159]. Рост таких зародышей до равновесного размера путем молекулярной диффузии маловероятен, но вполне возможен путем сближения и их последующего слипания в рыхлые агрегаты (цепочки, разветвления и т. д.), которые могут затем перекристаллизовываться в компактные зародыши равновесного размера, сразу приобретающие тенденцию роста за счет молекулярной диффузии.

Описанный процесс представляет собой фактически старение золя, т. е. коагуляцию [141], сопровождающуюся образованием структурных дисперсионных ван-дер-ваальсовых сил [142, 143]. Уплотнение частиц идет вокруг центров коагуляции, которыми могут стать крупные частицы или конгломераты дисперсной фазы.

Конечное число  $n_0$  образовавшихся таким образом за время  $t$  равновесных зародышей, т. е. фактических центров кристаллизации, определяется скоростью коагуляции и зависит от многих факторов: наличия посторонних ионов или примесей, температуры, внешнего электрического, механического или ультразвукового воздействия [74] и т. д.

Влияние ультразвука на коллоидно-структурные системы и золи изучено сравнительно слабо и нет сколько-нибудь четких представлений о закономерностях их поведения в звуковом поле. Однако такие явления как пептизирующее [144, 145] и тиксотропное [2, 146] действие акустических колебаний, устранение облитерации [147], изменение электропроводности жидкого диэлектрика [148] и структурной вязкости коллоидной дисперсии [149], изменение коэффициента преломления суспензий и смеси полярных жидкостей [150—152] в звуковом поле указывает на единый механизм разрушения структурных связей внутри таких образований.

На рис. 41 представлены зависимости прироста количества воды  $\Delta q$ , прошедшей через облитерированный фильтр Шота № 4 (кривая 1,  $f=20$  кгц), относительного прироста количества колец Лизиганга  $\Delta k/k$  при диффузии  $K\text{Sr}_2\text{O}_7$  в желатине (кривая 2,  $f=800$  кгц) и относительного увеличения количества зерен  $n_{\text{за}}/n_0$  в звуковом поле (кривая 3,  $f=6-9$  гц,  $h_0$  — количество зерен в отсутствие звука) при кристаллизации сурьмы от величины колебательной скорости  $V$  частиц среды (рассчитана по интенсивностям). Кривые построены соответственно по экспериментальным данным работ [2, 133, 147]. Заметна характерная для разрушения структур квадратичная связь указанных величин, выражаемая кривыми 1, 2 и 3. Отличие наблюдается только в величине сдвига вдоль оси абсцисс, что зависит от фактической относительной колебательной скорости  $V_0$ , определяемой равенством (84). Кривые рис. 41 показывают, по-видимому, начальную стадию разрушения структуры. При больших значениях скорости  $V_0$  возможно полное устранение дальнедействующих ван-дер-ваальсовых сил взаимодействия.

Если число субцентров в латентный период кристаллизации достигало бы  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, то (поскольку радиус действия ван-дер-ваальсовых сил не превышает  $10^{-4}$  см [143]) стало бы возможным сплошное взаимодействие дисперсных частиц при дальнейшем их сближении и слипании в один центр кристаллизации (равновесный зародыш).

Однако в реальных условиях такой концентрации суспензий, по-видимому, не достигается (в коллоидах число частиц доходит до  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>), отчего нарушается неразрывность взаимодействия и образуется несколько центров коагуляции. При перемешивании расплава (раствора) наличие в нем сдвиговых напряжений вызывает дальнейшее разрушение структурного взаимодействия [140] с сохранением структурной жесткости только в пределах размера турбулентной неоднородности и, следовательно, число центров кристаллизации становится функцией от числа Рейнольдса [139].

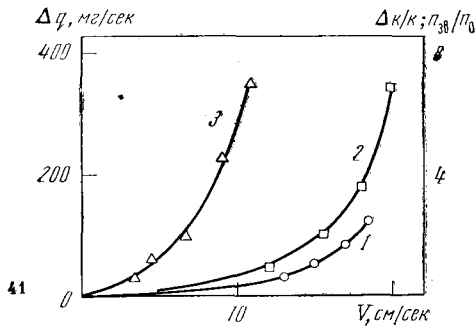


Рис. 41. Зависимость прироста количества воды при облитерации фильтра (1), количества колец Лизиганта (2) и относительного увеличения количества зерен металла в ультразвуковом поле (3)

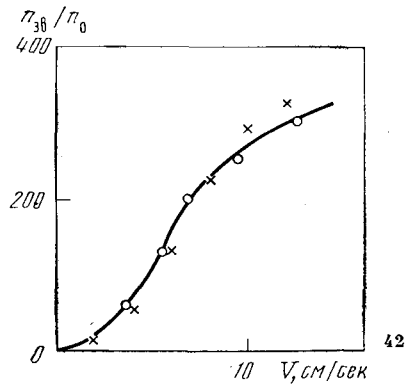


Рис. 42. Зависимость относительного количества зерен тимола, кристаллизовавшегося в звуковом поле, от величины колебательной скорости

В ультразвуковом поле суспензия разрушается возможно в результате движения жидкой среды относительно образующегося равновесного зародыша кристаллизации, т. е. системы субцентров, как единого целого. Это относительное движение может существовать при условии, что [137]

$$f \geq \frac{3\nu}{2\pi r_s^2} = f_k, \quad (87)$$

где  $r_s$  — эквивалентный радиус сферы, образуемый субцентрами при их полном сближении.

Исходя из того, что плотность субцентров в структуре должна быть порядка  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  и предполагая образование четырех равновесных зародышей в  $1 \text{ см}^3$ , получим  $r_s = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$  при радиусе субцентра порядка  $10^{-6} \text{ см}$  [159]. Тогда из равенства (87) следует, что  $f \geq 3 \cdot 10^2 \text{ гц}$  ( $\nu = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$ ).

Силы связи между частицами коллоидной суспензии распределены по нормальному закону, поэтому для числа фактических центров кристаллизации (коагуляции)  $n_{зв}$  в звуковом поле имеем [2]

$$n_{зв} = N_0 \operatorname{erf} \frac{Q_x}{Q_0}, \quad (88)$$

где  $\operatorname{erf} (Q_x/Q_0)$  — интеграл ошибок;  $Q_0$  — средняя плотность энергии наиболее вероятных связей;  $Q_x$  — средняя плотность энергии внешнего воздействия.

Если считать, что при кристаллизации в единице объема возникает субцентров  $10^7$ — $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , то максимальное число равновесных зародышей  $N_0$  в  $1 \text{ см}^3$ , способных образоваться в ультразвуковом поле, составит  $N_0 \approx 10$ — $10^4 \text{ см}^{-3}$ . Так как у каждого из  $10^7$ — $10^{12}$  субцентров может образоваться от 2 до 6 связей, то среднее число связей в единице объема будет  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и плотность энергии наиболее вероятных связей окажется равной  $Q_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^3$ .

Энергия звука, передаваемая дисперсионной структуре, может быть выражена через относительную колебательную скорость  $V_0$ , т. е.  $Q_x = \rho V_0^2$ . Тогда, используя равенство (84), получаем

$$Q_x = \frac{2\rho (\rho' - \rho)^2}{(2\rho' + \rho)^2} \gamma_1 V^2, \quad (89)$$

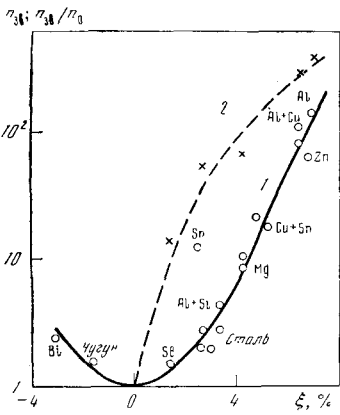


Рис. 43. Абсолютное и относительное число зерен различных металлов, застывающих в звуковом поле в функции величины их усадки

няется равенством (88). На рис. 43 нанесено относительное число зерен  $n_{zb}/n_0$  в функции величины усадки  $\xi$  различных металлов (кривая 1), полученное в работе [158] (частота 50 гц и 200 кгц), а также абсолютное число зерен  $n_{zb}$  в зависимости от той же величины (кривая 2). Полагая в (89)  $\gamma_1=0,1$  и в (88)  $N_0=1000 \text{ см}^{-3}$  и беря из таблиц значения плотности соответствующих металлов, приходим к удовлетворительному согласию кривой 2 на рис. 43 и равенства (88).

Таким образом, число субцентров  $N_k$  в ультразвуковом поле остается постоянным, и вероятность  $\beta_0$  образования одного субцентра кристаллизации не меняется в формуле (86). Происходит лишь рассредоточение субцентров на большее число  $n_{zb}$  устойчивых центров кристаллизации, которое сопровождается уменьшением размеров кристаллов вследствие конечности объема  $W_0$  кристаллизующейся фазы.

Из соотношения (87) следует, что такие условия формирования центров кристаллизации в ультразвуковом поле сохраняются для частот звука выше критической частоты  $f_k$ .

На рис. 44 приведена частотная зависимость измельчения зерен при затвердевании различных металлов и органических веществ в акустическом поле (кривая 1), обусловленная, по-видимому, механизмом разрушения суспензированной структуры в латентный период кристаллизации, из которой следует, что  $f_k \geq 10^3 \text{ гц}$ .

Однако на очень высоких частотах становится заметной роль поглощения ультразвука в расплаве при температуре фазового перехода [153, 154] или в перенасыщенных растворах в момент кристаллизации. Локальный нагрев приводит к расплавлению (растворению) части устойчивых зародышей и уменьшению количества закристаллизовавшегося вещества [34].

На рис. 45 показана зависимость прироста  $\Delta W$  количества закристаллизовавшегося вещества из раствора винного камня [140] (1) и  $\text{Ni}(\text{OH})_2$  [155] (2) в звуковом поле от частоты колебаний  $f$ . Видно, что при  $f > 100 \text{ кгц}$  количество выпавшего осадка уменьшается по сравнению с контрольной величиной (в отсутствие звука), т. е. величина  $\Delta W$  становится отрицательной. В работе [123] отмечается, что в расплаве алюминия при затвердевании уже на частоте 800 кгц происходит заметное поглощение ультразвука и зерно измельчается только вблизи излучателя, на расстоянии 2 см.

где  $\gamma_1$  — введенный безразмерный множитель, учитывающий релаксационные процессы.

На рис. 42 приведена зависимость относительного количества зерен  $n_{zb}/n_0$  на 1 см<sup>2</sup> шлифа при кристаллизации тимола в звуковом поле  $f=717 \text{ кгц}$  (число зерен  $n_0$  в отсутствие звука равно 2) от величины колебательной скорости  $V$  [121]. Заметим, что аналогичная зависимость имеет место при нарушении структуры концентрированного раствора полимера [157]. Если принять для тимола, что максимальное число равновесных зародышей,  $N_0=700 \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma_1=0,1$ , а усадка не превышает 3%, т. е.  $\rho'=1 \text{ г/см}^3$  и  $\rho=0,97 \text{ г/см}^3$ , то кривая рис. 42 достаточно точно описывается равенством (88) с учетом (89).

Зависимость количества зерен в металлах, кристаллизующихся в ультразвуковом поле, от величины усадки затвердевания  $\xi=(\rho'-\rho)/(2\rho'+\rho)$  удовлетворительно объяс-

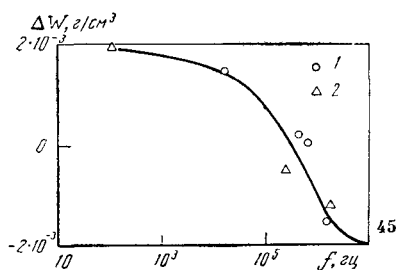
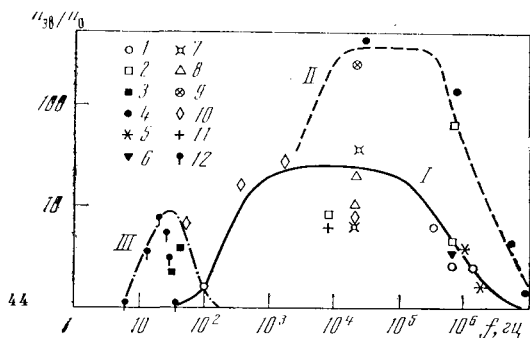


Рис. 44. Зависимость относительного числа зерен различных веществ, кристаллизующихся в ультразвуковом поле от частоты колебаний (I) в диапазоне вибраций (III) и при наличии газовых пузырьков (II)

По данным разных авторов: 1 — [155]; 2 — [181]; 3 — [133]; 4 — [121]; 5 — [172, 173]; 6 — [164]; 7 — [123]; 8 — [123]; 9 — [158]; 10 — [179]; 11 — [180]; 12 — [160]

Рис. 45. Величина прироста количества кристаллов винного камня (I) и гидрата окиси никеля (2) в звуковом поле в функции частоты колебаний

#### § 4. Роль других эффектов ультразвука в формировании устойчивых зародышей кристаллизации

Увеличение плотности вещества при переходе из жидкой в твердую фазу (усадка) создает в момент кристаллизации условия для образования усадочной рыхлости. Стенки отливки затвердевают с поверхности по направлению к центральной оси. Уменьшение объема затвердевших слоев компенсируется поступлением жидкого расплава из внутренних объемов, что приводит к опусканию металла в слоях, находящихся ближе к центру слитка. Однако образование большого количества твердых разветвленных дендритов в двухфазной области затвердевания затрудняет движение жидкой фазы, так как каналы между дендритами могут уменьшиться до капиллярных размеров [160]. Металл застывает раньше, чем через каналы поступит жидкая фаза, в результате образуются поры и усадочная рыхлость.

Как можно видеть из кривой III рис. 44, в области низких частот колебаний при обработке расплава вибрациями число зерен  $n_{zv}$  несколько возрастает. Если учесть, что на фронте кристаллизации имеются дендритные образования, то встряхиванием [169], вибрациями [133, 160] или ультразвуковыми колебаниями [34, 169, 170] они могут быть разбиты и унесены в расплав, вызывая тем самым кристаллизацию переохлажденных веществ в объеме [169, 170] и увеличение числа центров кристаллизации в расплаве [133] с максимумом в области звуковых частот 10—100 гц [160].

Такое разрушение может произойти в результате интенсивных изгибных колебаний дендритных кристаллов как стержней, жестко закрепленных на одном конце (дендриты растут от стенок изложницы к центру). Собственная частота колебаний  $f_0$  таких кристаллов связана с их длиной  $l$  соотношением [171]

$$l = r_d \sqrt{\frac{\pi}{2f_0}} \sqrt[4]{\frac{E}{4\rho'}}, \quad (90)$$

где  $r_d$  — радиус дендритного кристалла;  $E$  — модуль Юнга. При  $r_d = 0,1$  см,  $\rho' = 7,8$  г/см<sup>3</sup>,  $E = 2 \cdot 10^9$  г/см<sup>2</sup> для стали в диапазоне частот от 10 до 1000 гц

резонансная длина будет равна  $l=0,6-2$  см, что по порядку величины близко к реальной длине дендритных образований [122].

Таким образом, разрушение колебаниями ветвей дендритов способствует устранению пор и усадочной рыхлости затвердевающего металла [120, 123, 124, 160] и получению качественного слитка [123, 160, 163].

Обломки кристаллов вместе с взвешенными в расплаве тугоплавкими частицами размером порядка  $10^{-3}$  см, присутствующие в большинстве металлов и сплавов [123, 161, 162], становятся центрами кристаллизации, которые могут частично увлекаться колеблющейся средой. Эффект относительного движения жидкости и свободных кристаллических частиц указанных размеров начинает быть заметным для частот ультразвука  $f_s \geq 10^4$  гц [равенство (87)]. Вокруг таких примесей возникают микропотоки, создающие условия [отвод тепла или приток вещества, равенство (85)] для ускоренного роста твердой фазы. Поэтому введение определенной дисперсной примеси в расплав в отсутствие звука не способствует измельчению структуры слитка по сравнению с контрольным. В ультразвуковом поле (20 кгц) зерно чистого олова измельчается в 20 раз, а при наличии добавки частиц  $\text{SiO}_2$  — в 50—70 раз [161].

Степень измельчения растет с увеличением разности плотностей примеси и расплава [161, 162] согласно равенству (84) и оно не наблюдается, когда разность  $\rho' - \rho$  близка к нулю [123, 137].

В жидких металлах, кроме того, существуют в виде взвеси газовые пузырьки. При температуре кристаллизации растворимость газов в расплавах резко изменяется, падая в момент затвердевания, что приводит к выделению газа в виде пузырьков. Если размер пузырьков больше  $10^{-3}$  см, то они всплывают на поверхность расплава [123], пузырьки меньшего диаметра находятся в жидком металле во взвешенном состоянии.

В зависимости от количества газа, выделяющегося при переходе жидкой фазы в твердую, преобладает тот или иной средний размер всплывающих пузырьков (от  $10^{-3}$  см до примерно  $10^{-2}$  см, см. гл. 2). Звуковое поле ускоряет дегазацию расплава за счет усиленного роста пузырьков, их слияния и всплытия (см. часть IV, стр. 253).

Вокруг всплывающих пузырьков возникают акустические микропотоки, которые совместно с механизмом образования центров кристаллизации (см. § 3) могут заметным образом способствовать увеличению числа устойчивых зародышей в латентный период кристаллизации, подобно турбулентностям при перемешивании раствора (расплава) [139]. Более сильно этот эффект должен проявиться для пузырьков резонансного размера, т. е. в диапазоне частот ультразвуковых колебаний от  $10^4$  гц до приблизительно  $10^6$  гц (см. кривую II на рис. 44), так как существует отмеченное выше распределение пузырьков по размерам.

Максимум измельчения зерна затвердевшего расплава при изменении внешнего статического давления ниже и выше атмосферного лежит в районе  $P_0=1$  атм [121, 164]. Эффект кавитационного разрушения (паровая кавитация) возрастает [168], а степень дегазации жидкости в звуковом поле уменьшается с увеличением статического давления [166]. По-видимому, можно считать, что ультразвуковая кавитация сильно затрудняется дегазацией кристаллизующейся жидкости и поэтому проявляются пузырьковые эффекты. Интенсификация газовыделения из расплава звуковыми вибрациями (несколько десятков герц) [167] не может привести к заметному измельчению зерна вследствие того, что условие (87) не выполняется и максимальная величина всплывающих пузырьков для таких частот колебаний далека от резонансного размера (см. гл. 2).



## § 5. Кристаллизация в пограничном слое

В отличие от объемной кристаллизации выпадение твердого кристаллического осадка при инкрустации и накипеобразовании происходит на граничной поверхности, в пределах толщины пограничного слоя. Сама граница может быть либо теплообменной поверхностью [176, 178], либо местом более облегченной кристаллизации [177], когда любые дефекты поверхности твердого тела могут стать центрами кристаллизации. В неподвижной части слоя жидкости, в области наибольшего градиента температуры и концентрации создаются условия для образования субцентров, их коагуляции до центров кристаллизации, роста, срастания и оседания кристалликов на твердой поверхности.

В таких условиях ультразвуковое поле может как ускорять, так и замедлять процессы инкрустации и накипеобразования [175—178] или отделять осадок от твердой границы с помощью возбуждения звуковых колебаний в стенках кристаллизатора [177, 178].

Когда образование центров кристаллизации в объеме облегчено, ультразвук способен уменьшить инкрустацию поверхности за счет ускорения кристаллизации в объеме [177].

Существенными факторами при воздействии ультразвукового поля на рассматриваемые процессы являются, по нашему мнению, образование акустических микропотоков и предотвращение коагуляции и срастания дисперсной кристаллической фазы в неподвижной толще пограничного слоя. В случае инкрустации на охлажденной поверхности [176, 178] и накипеобразовании на горячей поверхности [175, 176] акустические течения должны вызывать два противоположных, с точки зрения образования осадка, процесса: ускорение тепло- и массообмена.

Если мощность теплового источника или холодильника невелика, то интенсификация теплообмена звуком приведет к уменьшению температурного градиента на границе раздела фаз и, следовательно, величины отложения солей на теплообменной поверхности. При большой тепловой мощности источника увеличение в ультразвуковом поле массообмена может ускорить процесс инкрустирования [178]. Однако и в этом случае инкрустация и накипеобразование под действием звука, вводимого в раствор [176], могут тормозиться, если учитывать эффект пептизации в пограничном слое (см. гл. 2 и § 3 настоящей главы), т. е. предотвращение укрупнения кристаллических частиц и, следовательно, их оседания на твердой поверхности.

Однако при бурной кристаллизации в пограничном слое действие звукового поля не будет достаточно эффективным. Возбуждение ультразвуковых колебаний непосредственно в стенках котла или кристаллизатора, наряду с процессом пептизации, может разрыхлять и сбрасывать осадок с теплообменной поверхности [178], обеспечивая этим полное ее предохранение от инкрустации и накипеобразования [176].

## § 6. Выводы

Скорость видимой кристаллизации твердой фазы для большинства веществ при обычных условиях пересыщения или переохлаждения является конечной величиной, тогда как зарождение и формирование центров кристаллизации для идеально чистых веществ может длиться очень долго. Поэтому во многих кристаллизующихся системах, содержащих минимальное количество примесей, первый толчок становится важным фактором для начала образования устойчивых зародышей. Еще не совсем ясно, каким образом ультразвук нарушает дисперсную структуру в скрытый период кристаллизации и способствует спонтанному фазовому превра-

щению сильно переохлажденных веществ, но ультразвуковое поле несомненно вызывает измельчение зерна и ускоряет возникновение кристаллизующейся фазы. В некоторых случаях ускорение достигает колоссальной цифры (в несколько тысяч раз).

Характерно, что это действие ультразвукового поля может происходить при сравнительно малых интенсивностях, не превышающих порога кавитации. Облучение кристаллизующихся систем мощными ультразвуковыми полями (см. часть VII, стр. 427) безусловно еще больше интенсифицирует процесс благодаря распространению кавитации по всему объему или всем фазовым границам. Непрерывное образование затравочных центров кристаллизации на фронте кристаллизующейся фазы в результате разрушения и разбрасывания осколков кристаллов в расплав (раствор) является мощным ускорителем фазового превращения. Однако эффективность действия ударных волн захлопывающихся кавитационных пузырьков значительно ослабляется резким уменьшением хрупкости кристаллов вблизи точки плавления. Поэтому кавитационное разрушение может явиться существенным ускоряющим фактором главным образом при кристаллизации веществ из растворов.

\* \* \*

В настоящей части книги не рассмотрены многие гетерогенно-диффузионные процессы, подвергавшиеся воздействию звукового поля (экстракция, абсорбция, пропитка, дубление, крашение, некоторые процессы, имеющие место в пищевой промышленности и т. д.). Однако на основании изложенного довольно обширно экспериментального материала почти отчетливо выступает картина механизма взаимодействия ультразвуковой энергии и среды, где процессы переноса играют заметную роль в кинетике гетерогенных превращений. Поведение процессов в звуковом поле вполне объясняется способностью последнего создавать микротурбулизацию на граничных поверхностях и ускорять массоперенос вещества из одной фазы в другую, а также внутри микропористых тел вследствие проявления нелинейных особенностей акустических сред. Более того, в пенцизирующем и тиксотропном действии ультразвука заметную роль, по-видимому, играют силы звукового поля первого порядка.

Возникновение акустической кавитации в среде только усугубляет сложность течения гетерогенно-диффузионных процессов в звуковых полях, привнося совершенно другие аспекты воздействия, свойственные только этому своеобразному феномену. При больших плотностях звуковой энергии подавление кавитации, по всей видимости, должно способствовать увеличению эффективности действия акустических колебаний на протекание гетерогенно-диффузионных превращений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. Nyborg. Acoustic Streaming. Physical Acoustics, 2, part B, 1965.
2. М. Е. Архангельский. Воздействие акустических колебаний на процесс диффузии. — УФН, 92, 2, 181, 1967.
3. T. Tagnozy, G. Thomas. Über die diffusionssteigernde Wirkung des Ultraschalls. — Elektromedizin, 5, 4, 222, 1960.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
5. Рэлей. Теория звука. т. 2. Гостехиздат, 1944.
6. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Влияние акустических колебаний на сушку капиллярнопористых материалов. — ИФЖ, 13, 5, 735—742, 1967.
7. М. Е. Архангельский. Действие ультразвуковых колебаний на процесс фотографического проявления. Сборник докладов конференции. — В сб.

- «Применение ультразвуковых колебаний в химико-технологических процессах». М., 1960, стр. 162.
8. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. Влияние звука на процессы тепло-массообмена, протекающие в газовых средах. — ИФЖ, 13, 3, 353, 1967.
  9. А. П. Бурдуков, В. Е. Накоряков. О переносе массы в звуковом поле. — ПМТФ, 2, 62, 1965.
  10. E. N. Andrade. On the Circulation Caused by the Vibration of Air in a Tube. — Proc. Roy. Soc., A, 134, 445, 1931.
  11. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. Sonic Flows in Standing Wave. — 5-e Congrès International d'Acoustique, 1965, C35.
  12. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. К вопросу о потоках, возникающих в стоячей волне. — Акуст. ж., 11, вып. 1, 35, 1965.
  13. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. Измерение толщины пограничного слоя при наличии звукового поля. — Акуст. ж., 12, вып. 3, 372, 1966.
  14. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. ИЛ, 1956.
  15. C. A. Lane. Acoustical Streaming in the Vicinity of a Sphere. — JASA, 26, N 6, 1032, 1955.
  16. I. W. Hodgins, T. W. Hoffman, D. C. Pei. The Effect of Sonic Energy on Mass Transfer in Solid Gas Contacting Operations. — Canad. J. Chem., 35, 18, 1957.
  17. P. J. Westerwelt. Effect of Sound Waves on Heat Transfer. — JASA, 4, 618, 1963.
  18. K. R. Purdy, T. W. Jackson, C. W. Gorton. Viscous Flow under the Influence of Resonant Acoustic Field. — Trans. ASME, 86C, 1, 93, 1964.
  19. R. M. Fand, I. I. Кауе, The Influence of Sound on Free Convection From a Horizontal Cylinder. — Trans. ASME, 83C, 2, 133—148, 1961.
  20. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
  21. М. Е. Архангельский, Ю. Г. Статников. Механизм ускорения гетерогенных процессов в стоячем звуковом поле. — Акуст. ж., 14, вып. 4, 5, 14, 1968.
  22. А. П. Бурдуков, В. Е. Накоряков. Влияние колебаний на массоотдачу от сферы при больших числах Прандтля. — Ж. прикл. мех. и техн. физ., № 3, 158, 1967.
  23. М. Е. Архангельский, И. Н. Каневский. Механизм ускорения процесса проявления при нормальном падении ультразвуковой волны на фотослой. — Акуст. ж., 15, вып. 2, 178—183, 1969.
  24. О. А. Капустина. Исследование влияния ультразвука на процесс роста воздушного пузырька в воде. — Акуст. ж., 11, вып. 1, 116, 1965.
  25. Л. Бергман. Ультразвук. ИЛ, 1957.
  26. Применение ультразвука в легкой и текстильной промышленности. Под ред. В. М. Фридмана. М., ЦИНТИЛП, 1959.
  27. В. М. Фридман. Звуковые и ультразвуковые колебания и их применение в легкой промышленности. М., Гизлегпром, 1956.
  28. А. Д. Беззубов, В. М. Фридман. Ультразвук и его применение в пищевой промышленности. М., Пищепром, 1964.
  29. Г. И. Эскин. Ультразвук в металлургии. М., Металлургиздат, 1960.
  30. А. М. Гинсберг. Ультразвук в химической и электрохимических процессах машиностроения. М., Машгиз, 1962.
  31. А. Т. Ваграмян, З. А. Соловьева. Методы исследования электроосаждения металлов. М., Изд-во АН СССР, 1960.
  32. А. М. Гинстлинг, А. А. Барам. Ультразвук в процессах химической технологии. Л., Госхимиздат, 1960.
  33. В. А. Носов. Ультразвук в химической промышленности. Киев, ГИТЛ УССР, 1963.
  34. А. П. Капустин. Влияние ультразвука на кинетику кристаллизации. Изд-во АН СССР, 1962.
  35. E. Yeager, T. S. Oeу, F. Novorka. The Effect of Ultrasonic Waves on Hydrogen Overvoltage. — J. Phys. Chem., 57, N 3, 268—275, 1953.
  36. R. Penn, E. Yeager, F. Novorka. Effect of Ultrasonic Waves on Concentration Gradients. — JASA, 31, 10, 1372—1376, 1959.
  37. А. И. Рязанов, Б. Б. Кудрявцев. К вопросу о деполяризующем действии ультразвука. — В сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества», вып. 12. М., Изд. МОПИ, 1960, стр. 189—198.
  38. А. В. Бондаренко. К вопросу о механизме действия ультразвука на процессе электрокристаллизации металла. — Труды Новочеркаского политех. ин-та им. С. Орджоникидзе, 133, 59—77, 1962.
  39. А. И. Рязанов, Б. Б. Кудрявцев. Зависимость деполяризующего действия ультразвука от рН раствора. — В сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества», вып. 16. М., Изд. МОПИ, 1962, стр. 13—24.

40. А. И. Рязанов, Б. Б. Кудрявцев. К вопросу о деполяризующем действии ультразвука. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 16. Изд. МОПИ, 1962, стр. 25—32.
41. Ф. И. Кукоз. Влияние ультразвука на потенциал катодного выделения водорода на активной гладкой платине. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 16. М., Изд. МОПИ, 1962, стр. 47—60.
42. Ф. И. Кукоз, Л. И. Антропов. Влияние ультразвука на процессы электровосстановления и электроокисления. — ЖТФ, 32, вып. 10, 2294—2300, 1958.
43. А. В. Бондаренко, С. А. Попов. Потенциал электрода без тока под действием ультразвуковых и звуковых колебаний. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 14. М., Изд. МОПИ, 1961, стр. 95—99.
44. A. Roll. Über den Einfluß von Ultraschall auf elektrolytische Vorgänge. I. — Z. Metallkunde, 41, N 10, 339—343, 1950.
45. А. Н. Трофимов. Электроосаждение металлов в ультразвуковом поле. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 12. М., Изд-во МОПИ, 1960, стр. 113—119.
46. A. Roll. Über den Einfluß von Ultraschall auf elektrolytische Vorgänge. — Z. Metallkunde, 42, N 8, 238—243, 1951.
47. A. Roll, G. Schrag. Über den Einfluß von Ultraschall auf elektrolytische Vorgänge. III. — Z. Metallkunde, 42, N 7, 197—201, 1951.
48. W. R. Wolfe, H. Chessin, F. Yeager, F. Novorka. The Effect of Ultrasonic Waves on the Electrodeposition of Copper. — J. Electrochem. Soc., 101, N 12, 590—596, 1954.
49. А. В. Бондаренко, С. Я. Попов. Поляризация катода при электроосаждении меди. — Труды Новочеркасского политехнического института им. С. Орджоникидзе, 118, 59—62, 1961.
50. В. В. Скорчеллетти. Теоретическая электрохимия. Л., Госхимиздат, 1963.
51. А. Т. Ваграмян, Н. Н. Балашова. Механизм электроосаждения металлов из цианистых растворов. Труды совещ. по электрохимии. Изд-во АН СССР, 1953, стр. 237—242.
52. С. А. Шацова, Ю. А. Фельдман, И. С. Бородавко, А. Е. Рябикова. Воздействие ультразвука на процессы электроосаждения металлов из цианистых электролитов. — Ж. прикл. хим., 34, вып. 2, 331—339, 1961.
53. М. Е. Архангельский. Электроосаждение и растворение медного цилиндрического электрода в стоячем звуковом поле. — Акуст. ж., 15, вып. 1, 1, 1969.
54. S. A. Elder. Cavitation Microstreaming. — JASA, 31, N 1, 54—65, 1959.
55. W. L. Niborg. Acoustic Streaming Near Boundary. — JASA, 30, N 4, 329—330, 1958.
56. Ю. Г. Статников. Микропотоки у газового пузырька в жидкости. — Акуст. ж., 13, вып. 3, 464—466, 1957.
57. Е. Скучик. Основы акустики, т. 2. ИЛ, 1959.
58. О. А. Капустина, Ю. Г. Статников. О влиянии микропотоков, вызванных звуком, на массопередачу в системе газовой пузырек—жидкость. — Акуст. ж., 13, вып. 3, 383—386, 1967.
59. Ю. М. Быстров. Электроосаждение металлов в ультразвуковом поле. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», вып. 12. М., Изд. МОПИ, 1960, стр. 105.
60. А. М. Гинберг. Влияние ультразвуковых колебаний на электроосаждение металлов. — Ж. Всес. хим. об-ва им. Менделеева, 8, 5, 502—515, 1963.
61. W. E. Rowe, W. L. Nyborg. Changes in an Electrode Process Brought About by Small-Scale Acoustic Streaming. — JASA, 39, N 5, 965—971, 1966.
62. А. И. Рязанов, Б. Б. Кудрявцев. К вопросу о деполяризующем действии ультразвука. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества». М., Изд. МОПИ, 1961, т. 13, стр. 219.
63. Физическая акустика. Под ред. У. Мезона, т. 1, ч. Б. М., Изд. «Мир», 1967.
64. А. Т. Ваграмян, Ю. С. Петрова. Физико-механические свойства электролитических осадков. — Изд-во АН СССР, 1960.
65. Б. Н. Кабанов. Электрохимия металлов и адсорбция. Изд-во «Наука», 1966.
66. А. М. Гинберг, В. А. Друченко. Об активации поверхности катода в ультразвуковом поле. — Акуст. ж., 11, вып. 2, 245—246, 1965.
67. Новые проблемы современной электрохимии. Под ред. Дж. Борниса. ИЛ, 1962.
68. С. М. Кочергин, С. Я. Вяселова. Электроосаждение металлов в ультразвуковом поле. М., Изд. «Высшая школа», 1964.
69. А. И. Цепелев, Н. И. Ларионов, Ф. Г. Михайлов. Влияние ультразвука на процесс гальванического покрытия. — В сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества», т. 14. М., изд. МОПИ, 1961, стр. 227.

70. П. В. Кичас, Ю. Ю. Матулис. К вопросу образования коллоидов в прикатодном слое при электролизе растворов сернистого никеля, содержащих некоторые добавки. — Труды АН ЛитССР, серия В, 1 (28), 111—126, 1962.
71. А. М. Гинберг, Н. Я. Федотова. К вопросу о влиянии ультразвукового поля на электроосаждение никеля. — Ж. прикл. хим., 37, вып. 10, 2239—2244, 1964.
72. А. В. Бондаренко, С. Я. Попов. Поляризация катода при электрокристаллизации металлов под действием звуковых и ультразвуковых колебаний. — В сб. «Применение ультразвукустики к исследованию вещества», в. 14. М., изд. МОПИ, стр. 87, 1961.
73. Ф. И. Куков, Л. И. Антропов. Влияние ультразвука на процессы электровосстановления и электроокисления. — Ж. тех. физ., 32, вып. 10, 1958, 2294.
74. А. В. Думанский. Учение о коллоидах. М.—Л., Госхимиздат, 1948.
75. G. Schmidt, L. Ehret. Beeinflussung der Metallpassivität durch Ultraschall. — Z. Electrochem., 43, N 6, 408—415, 1937.
76. А. И. Рязанов, Г. Д. Чиринова. Влияние ультразвуковых колебаний на процесс анодного растворения висмута в растворе соляной кислоты. — В сб. «Применение ультразвукустики к исследованию вещества», в. 16, изд. МОПИ, 1962, стр. 39.
77. A. Röll. Über den Einfluß von Ultraschall auf elektrolytische Vorgänge. II. — Z. Metallkunde, 41, N, 11 413—417, 1950.
78. R. Audubert, J. Guittou. Influence des ultrasons sur la dissolution anodique des métaux. — C. r. Acad. sci., 242, N 11, 1458—1462, 1956.
79. А. И. Рязанов, А. И. Вольфсон, Г. Д. Чиринова. Влияние ультразвуковых колебаний на процесс анодного растворения палладия. — В сб. «Применение ультразвукустики к исследованию вещества», в. 14. М., изд. МОПИ, 1961, стр. 139.
80. А. П. Капустин, М. А. Фомин. Растворение стали в серной кислоте под влиянием ультразвука. — ДАН СССР, 83, № 6, 847—849, 1952.
81. М. Е. Архангельский. Воздействие ультразвука на процессы проявления и фиксирования фотослоя. — Акуст. ж., 12, вып. 3, 273—284, 1966.
82. А. М. Гинберг. Растворение алюминия в кислотах и щелочах в ультразвуковом поле. — Ж. прикл. хим., 32, вып. 3, 563—566, 1959.
83. W. Meiswinkel. Das Beizen von Feinblechen unter Einwirken von Schallenergie. — VDI-Zeitschrift, 97, N 2, 42—46, 1955.
84. S. Yamaguchi. Metallic Corrosion Influence by Ultrasonic Waves. — J. Appl. Phys., 23, N 9, 1057—1058, 1952.
85. Н. Д. Томашев. Теория коррозии и защиты металлов. Изд-во АН СССР, 1959.
86. Сборник «Элементарные процессы роста кристаллов». ИЛ, 1959.
87. В. А. Акуличев. Гидратация ионов и кавитационная прочность воды. — Акуст. ж., 12, вып. 2, 160—166, 1966.
88. П. Н. Шаблыкин. Кристаллизация серы в поле ультразвуковых волн. — Минеральное сырье, 12, № 12, 28, 1937.
89. I. Gabrielli, G. Iernetti. Cavitation and Chemical Effects in Ultrasonic Stationary Fields. — Acustica, 13, N 3, 165—174, 1963.
90. Б. В. Валуйский. Роль гидродинамических условий в ускорении процессов обработки черно-белой киноплёнки. — Техника кино и телевидения, 10, 36—47, 1958.
91. К. Миз. Теория фотографического процесса. М.—Л., ГИТТЛ, 1949.
92. В. И. Шеберстов. Исследование кинетики проявления фотографических слоев. — Успехи научной фотографии, 3, 183—194, 1955.
93. Х. С. Багдасарьян. Кинетика и механизм фотографического проявления. — Ж. физ. хим., 19, вып. 12, 665—675, 1945.
94. Д. У. Митчелл. Фотографическая чувствительность. — Усп. физ. наук, 67, 3, 505—541, 1959.
95. В. И. Шеберстов. Исследование кинетики и механизма фотографического проявления. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 9, 1, 46—50, 1964.
96. В. И. Шеберстов. Химия проявителей и проявления. Харьков, Госкиноиздат, 1941.
97. М. Е. Архангельский. Ускоряющее действие ультразвука на процесс проявления фотографической эмульсии. — Акуст. ж., 6, вып. 2, 180—186, 1960.
98. М. Е. Архангельский. О действии ультразвука на экспонированный и неэкспонированный фотослой. — Акуст. ж., 9, вып. 3, 376—378, 1963.
99. G. Schneider. Ultraschall in der Photographie. — Umschau, 15, 457, 1955.
100. В. И. Шеберстов. Исследование температурных зависимостей фотографического проявления. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 5, 3, 173—182, 1960.

101. У. Уэст, Б. Х. Кэрролл, Д. Х. Уиткомб. Адсорбция сенсibiliзующих красителей на монокристаллах фотографической эмульсии. — В сб. «Фотографические материалы и процессы их обработки». ИЛ, 1954, стр. 272.
102. Т. Х. Джеймс. Зависимость скорости проявления поверхностного скрытого изображения от температуры проявляющего раствора. — В сб. «Фотографические материалы и процессы их обработки». ИЛ, 1957, стр. 207.
103. И. Б. Блюмберг. Кинетика процессов химико-фотографической обработки. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 5, 2, 90—97, 1960.
104. И. Б. Блюмберг, Т. А. Новацкая, Н. Обольянинова. О роли диффузии при химико-фотографической обработке пленки. — Успехи научной фотографии, 4, 190—201, 1955.
105. М. Е. Архангельский. Об ускорении диффузии ультразвуком. — Ультразвуковая техника, 3, 43—47, 1967.
106. М. Е. Архангельский. О роли размягчения фотослоя в прямом методе визуализации. — Акуст. ж., 9, вып. 4, 481—482, 1963.
107. Т. Н. James. Some Factors Affecting the Kinetics of Development. — London, 1955, p. 155.
108. С. Л. Киперман. Введение в кинетику гетерогенных каталитических реакций. Изд-во «Наука», 1964.
109. М. Е. Архангельский. Исследование воздействия ультразвука на процесс фотографического проявления. Отчет Акуст. ин-та АН СССР, 1964.
110. В. И. Шеберстов. Исследование температурных зависимостей фотографического проявления. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 4, 5, 341—344, 1959.
111. М. Е. Архангельский. Влияние продуктов реакции на энергию активации процесса проявления сильно экспонированного фотослоя. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 14, 5, 368—373, 1969.
112. М. Е. Архангельский, В. Я. Афанасьев. Исследование фотодиффузионного метода визуализации ультразвуковых полей. — Акуст. ж., 3, вып. 3, 214—219, 1957.
113. М. Е. Архангельский. Ускорение процесса проявления при изгибных колебаниях фотослоя. — Ж. научно-прикл. фотогр. и кинематогр., 13, 6, 426—428, 1968.
114. Я. М. Катусhev, В. И. Шеберстов. Основы теории фотографических процессов. М., изд. «Искусство», 1954.
115. М. Е. Архангельский. Ускорение гетерогенных процессов в стоячем звуковом поле. — Ж. физ. хим., 43, 4, 942—945, 1969.
116. В. П. Микულიн. Фоторецептурный справочник для фотолюбителей. М., Изд. «Искусство», 1958.
117. W. Koltonski, J. Lissowski. Wpłyn ultradźwięków na aktywizację procesów fotochemicznych. — Przegl. telekomun., 35, 9, 253—258, 1963.
118. Karl-Benno Weidner. Zum Einfluß des Ultraschalls auf die photographische Entwicklung. Diss. Berlin, T. U. F., Allg. Ing. Wiss., 1954.
119. Т. А. Новацкая. О роли процесса диффузии при химико-фотографической обработке эмульсионных слоев. Диссерт. Л., 1953.
120. E. A. Niedeman. Metallurgical Effects of Ultrasonic Waves. — JASA, 26, 5, 831, 1954.
121. Х. С. Багдасаров. Экспериментальное исследование процессов кристаллизации и растворения в ультразвуковом поле. Дисс. (Ин-т кристаллографии). Изд-во АН СССР, 1958.
122. В. Д. Кузнецов. Кристаллы и кристаллизация. М., ГИТТЛ, 1953.
123. Г. И. Эскин. Ультразвуковая обработка расплавленного алюминия. Изд-во «Металлургия», 1965.
124. Г. И. Погодин-Алексеев. Ультразвук и низкочастотная вибрация в производстве сплавов. Изд. ЦП НТО Машпром, 1961.
125. В. Е. Кавалюнайте. К вопросу о механизме роста монокристаллов в озвучиваемом растворе. — В сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», вып. 13. М., изд. МОПИ, 1961, стр. 171.
126. А. П. Капустин, В. Е. Кавалюнайте. Кристаллизация квасцов из водных растворов в ультразвуковом поле. — В сб. «Рост кристаллов», т. 2. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 40.
127. А. П. Капустин, В. Е. Кавалюнайте. Влияние ультразвука на кристаллизацию монокристалла алюмокалиевых квасцов. — Кристаллография, 1, вып. 6, 737—738, 1956.
128. I. W. Mullin. Crystallization. London, Butterworths, 1961.
129. Д. А. Франк-Каменский. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд-во «Наука», 1967.
130. В. Т. Борисов, А. И. Духин. К вопросу о механизме роста металлических кристаллов. — В сб. «Проблемы металлвед. и физики металлов», № 7. М., Metallurgizdat, 1962.

131. Е. Г. Швидковский. Некоторые вопросы вязкости расплавленных металлов. М., ГИТТЛ, 1955.
132. G. Schmid, L. Ehret. Die Wirkung intensiven Schalls auf Metallschmelzen. — Z. Elektrochem., 43, N 11, 869, 1937.
133. В. М. Говорков, К. Н. Шабалин. Влияние вибраций на кристаллизацию металлов. — ЖТФ., 24, вып. 1, 41—49, 1954.
134. P. Günther, W. Zeil. Die Kristallisationsgeschwindigkeit von Glycerin und von Benzophenon im Ultraschallfeld. — Z. anorg. und allgem. Chem., 285, 3/6, 191, 1956.
135. А. Н. Колмогоров. К статистической теории кристаллизации металлов. — Изв. АН СССР, серия матем., 1937, 1, № 3, 355—359.
136. U. R. Evans. The Lows of Expanding Circles and Spheres in Relation to the Lateral Growth of Surface Films and the Grain-Size of Metals. — Trans. Faraday Soc., 41, N 7, 281, 365, 1945.
137. Е. Скучик. Основы акустики, т. 1. ИЛ, 1958.
138. Л. О. Мелешко. Кристаллизация переохлажденной жидкости в поле ультразвуковых волн. — ИФЖ, 6, 6, 123—125, 1961.
139. Л. Н. Матусевич. Интенсивность размешивания раствора и крупность получаемых кристаллов. Дисс. (Политех. ин-т). Свердловск, 1951.
140. А. В. Кортнев, Р. В. Протопопов. Кристаллизация из пересыщенных растворов в ультразвуковых полях. — В сб. «Акустика и ультразвук», № 2. Киев, 1966.
141. О. М. Тодес. Кинетика коагуляции и укрупнения частиц в золях. — В сб. «Проблемы кинетики и катализа», т. 7. 1949, стр. 137.
142. Сборник «Физико-химическая механика дисперсных структур». Ред. А. П. Ребиндер. Изд-во «Наука», 1966.
143. А. В. Думанский. Лиофильность дисперсных систем. Киев, изд. АН УССР, 1960.
144. N. Sata, S. Watanabe. Über den Einfluß von Ultraschallwellen auf die Kolloidlöslichkeit von Metallhydroxyden. — Kolloid. Z., 78, 3, 277, 1937.
145. C. F. Turner, A. V. Hook. The Effect on Ultrasonic Irradiation of the Formation of Colloidal Sulfur and Ice. — J. Colloid. Sci., 5, N 4, 315, 1950.
146. Г. Фрейдлх. Тиксотропия. М.—Л., ГОНТИ, 1939.
147. Н. П. Потапова. Исследование воздействия ультразвука на течение чистой жидкости через пористые перегородки. — В сб. «Акустика и ультразвук», № 2, 1966, стр. 70.
148. F. Seidl. Elektrische Leitfähigkeit flüssiger Dielektriken und ihre Änderung durch Ultraschall. — Z. Physik, 116, 5/6, 359, 1940.
149. С. К. Носков, Н. В. Михайлов. Влияние вибрирования на структурно-механические свойства асфальто-бетона, как тиксотропной коллоидной системы. — Коллоид. ж., 18, вып. 4, 461—467, 1956.
150. A. Carrigelli, F. Roggessa. Ultrasonic Grating Remaining After Stopping the Supersonic Waves. — Nuovo cimento, 98, 10, 1, 1953.
151. F. Roggessa. Experimental Decay Low of the Diffracted Light Remaining in the Liquids at the Stopping of the Ultrasonic Waves. — Nuovo cimento, 4, 4, 679, 1956.
152. A. Carrigelli, F. Roggessa. Ultrasonic Grating Remaining After Stopping the Supersonic Waves. — Nuovo cimento, 1, 4, 527, 1955.
153. Н. В. Федорищенко. Поглощение ультразвука вблизи температуры плавления дифенила. В сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», № 22, 1967, стр. 40. М., Изд. МОПИ.
154. Н. В. Федорищенко, Н. И. Кошкин. Поглощение ультразвука в окрестности температуры плавления парадихлорбензола. — В сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», № 22. М., Изд. МОПИ, 1967, стр. 33.
155. Л. А. Кукоз, М. Ф. Скалозубов. Изменение структуры гидрата закиси никеля в акустическом поле. — Труды Новочеркасского политех. ин-та, 118, 69—77, 1961.
156. М. А. Исакович. О распространении звука в эмульсиях. — ЖЭТФ, 18, вып. 10, 907—912, 1948.
157. И. Г. Михайлов, Р. Ф. Богданович. Влияние режима воздействия ультразвука на структурные изменения в концентрированных растворах полимеров. — Вестн. Ленингр. ун-та, 16, 3, 51—57, 1966.
158. R. G. Garlick, J. F. Wallance. Grain Refinement of Solidifying Metals by Vibrations. — Modern Castings, 35, 6, 366, 1959.
159. М. В. Товбин, С. И. Краснова. Стабильность пересыщенных растворов солей. — Ж. физ. хим., 25, вып. 2, 161—169, 1951.
160. А. А. Романов. Литье стали в вибрирующие формы. Изд. МАШГИЗ, М., Свердловск, 1959 г.
161. О. В. Абрамов, И. И. Теумин. Роль нерастворимых примесей при кристаллизации металлов в ультразвуковом поле. — В сб. «Механизм и кинетика кристаллизации». Минск, изд-во «Наука и техника», 1964, стр. 258.

162. О. В. Абрамов, В. Е. Неймарк, И. И. Теумин. К вопросу об особенностях и механизме воздействия упругих колебаний на процесс кристаллизации металлов и сплавов. — В сб. «Кристаллизация и фазовые переходы». Минск. Изд-во АН БССР, 1962, стр. 358.
163. А. А. Романов, П. В. Умрихин. Улучшение структуры слитка при вибрации кристаллизующейся стали. — Изв. высш. учебн. зав., черная металлургия, № 7, 37—43, 1958.
164. М. М. Мажуль. Явления кавитации и образование кристаллических зародышей. — Уч. зап. БГУ, серия физ.-матем., № 32, 211—218, 1957.
165. Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китаigorodский. Использование избыточного давления для управления процессом ультразвуковой кавитации. — Ультразвуковая технология, № 1, 1—7, 1966.
166. О. А. Капустина. Влияние статического давления и температуры на дегазацию жидкости в звуковом поле. — Акуст. ж., 1968, 14, вып. 1, 129—130.
167. В. М. Говорков, К. Н. Шабалин. Влияние вибраций на выделение газа из жидкой фазы. — ИФЖ, № 7, 2, 15—20, 1964.
168. С. F. Turner, T. T. Galkowski, W. F. Radle, A. Vanhook. Grain Formation by Sonic Irradiation. — Internat. Sugar J., 52, 621, 298, 1950.
169. W. T. Richards. The Persistence and Development of Crystal Nuclei Above the Melting Temperature. — J. Amer. Chem. Soc., 54, 2, 479, 1932.
170. И. Т. Соколов. Воздействие ультразвуков на переохлажденную воду. — ЖЭТФ, 8, вып. 10, 901—902, 1938.
171. А. П. Филиппов. Колебания механических систем. Киев, Изд-во «Наукова думка», 1965.
172. В. И. Данилов, Е. Е. Плужник, Б. М. Теверовский. О зарождении центров кристаллизации в переохлажденной жидкости. — ЖЭТФ, 9, вып. 1, 66—71, 1939.
173. В. И. Данилов, Б. М. Теверовский. О зарождении центров кристаллизации в переохлажденной жидкости. ЖЭТФ, 10, вып. 11, 1305—1310, 1940.
174. В. И. Данилов, Г. Х. Чеджимов. Влияние ультразвука на кристаллизацию переохлажденных жидкостей и формирование структуры первичной кристаллизации. — В сб. «Проблемы металловед. и физики металлов», т. 4. М., Металлургиздат, 1955.
175. Н. К. Лопырев. Предотвращение образования накипи ультразвуком. — В сб. «Предотвращение котельной накипи ультразвуком». 1958, в. 1, стр. 3.
176. Н. В. Парфенова, В. М. Фридман. Исследование действия ультразвука на процесс осаждения кристаллов на теплообменной поверхности. — Ультразвуковая технология, № 3, 68—71, 1963.
177. В. А. Зиниер, С. И. Ремпель, Ю. Н. Тюрин. Применение ультразвука для предотвращения инкрустирования заводских кристаллизаторов. — В сб. «Применение ультразвука в химико-технол. процессах». М., 1960, стр. 214.
178. К. Я. Сергеева. О воздействии ультразвука на ход процесса инкрустации теплообменной поверхности слоями бихромата калия. Труды VI Всесоюз. акуст. конф. М., 1968.
179. R. S. Richards, W. Rostokee. The Influence of Vibration on the Solidification of an Aluminum Alloy. — Trans. Amer. Soc. Metals, 68, 884, 1956.
180. P. D. Southgate. Action of Vibration on Solidifying Aluminum Alloy. — J. Metals, 9, 4, 514, 1957.



ЧАСТЬ IX

**АБУСТИЧЕСКАЯ СУШКА**

*Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина*

## Часть IX

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	581
<b>Глава 1. Процессы, происходящие во влажном материале при сушке . . . .</b>	<b>582</b>
§ 1. Общие сведения. Связь влаги с материалом . . . . .	582
§ 2. Два периода сушки . . . . .	583
§ 3. Представления о механизме акустической сушки . . . . .	585
<b>Глава 2. Физические факторы, влияющие на процессы тепло-массообмена, протекающие в звуковых полях . . . . .</b>	<b>586</b>
§ 1. Потоки в ограниченном пространстве . . . . .	586
§ 2. Микротоки около препятствия . . . . .	589
§ 3. Механическое воздействие . . . . .	590
§ 4. Изменение толщины пограничного слоя . . . . .	593
§ 5. Нагрев материала . . . . .	595
<b>Глава 3. Влияние звукового поля на сушку в первый период . . . . .</b>	<b>598</b>
§ 1. Критический уровень звукового давления . . . . .	598
§ 2. Испарение со свободной поверхности . . . . .	600
§ 3. Зависимость интенсивности сушки от уровня звукового давления и величины колебательной скорости . . . . .	603
§ 4. Механизм акустической сушки в первый период . . . . .	606
§ 5. Влияние частоты звука, размера тела и его расположения на скорость сушки . . . . .	611
<b>Глава 4. Механизм воздействия звуковых колебаний во втором периоде сушки . . . . .</b>	<b>616</b>
§ 1. Влияние звуковых волн на диффузию . . . . .	616
§ 2. Термическое действие интенсивных звуковых волн . . . . .	618
§ 3. Смещение критической точки . . . . .	620
<b>Глава 5. Перспективы промышленного применения акустической сушки . . . .</b>	<b>622</b>
§ 1. Барабанные сушилки . . . . .	622
§ 2. Туннельные сушилки . . . . .	625
§ 3. Сушилки с кипящим слоем и распылительные устройства . . . .	627
§ 4. Опыты по сушке различных материалов . . . . .	631
§ 5. Сушка мелкодисперсных материалов . . . . .	633
§ 6. Комбинированные методы сушки с применением звуковой энергии	635
<b>Литература . . . . .</b>	<b>638</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Первые сообщения о том, что интенсивные звуковые колебания способны воздействовать на процессы тепло-массообмена и, в частности, на сушку материалов, появились более 25 лет назад. Однако интерес к этому вопросу существенно возрос лишь после серии статей Буше [1—3], в которых приводились данные по исследованию влияния звука на сушку термочувствительных (например, фармацевтических) материалов и подчеркивалось, что этот новый метод позволяет удалять влагу, не нагревая существенно продукт. Наиболее важный вывод, который следовал из указанных работ, состоял в том, что звуковые колебания могут способствовать испарению при очень низких влажностях материалов, когда скорость обычной сушки сильно снижается.

Интерес к акустической сушке в последние годы возрос, однако работ, посвященных этому методу, еще сравнительно мало. Систематические исследования воздействия звука на процесс обезвоживания с целью выяснения физических закономерностей проводились, по-видимому, лишь в Советском Союзе и Японии [4]. Судя по опубликованным материалам, исследовательские работы проводятся также в США [5, 6], однако цель этих работ состоит главным образом в эмпирическом определении оптимальных режимов сушки для ряда трудносохнущих материалов и разработке рациональных конструкций сушильных устройств. В частности, есть сообщения, что фирма «Macrosonic» (США) выпускает акустические сушилки (в лабораторном варианте), предназначенные для сушки небольших порций термочувствительных материалов.

Следует, однако, отметить, что акустическая сушка еще не вышла из стадии лабораторных исследований, причем в настоящее время изыскиваются наиболее экономичные варианты технологического комбинированного процесса, включающие наряду с акустической традиционные способы сушки, способные дополнить друг друга и увеличить скорость удаления влаги. Ограниченное применение чисто акустического метода сушки объясняется в основном его высокой энергоемкостью, связанной с низким к. п. д. существующих акустических излучателей, работающих в газовых средах, не превышающим, как правило, 20% [7, 8]. Учитывая высокую стоимость звуковой энергии, рассматриваемый метод, по-видимому, действительно может оказаться экономически оправданным лишь для сушки сравнительно дорогостоящих и трудно обрабатываемых материалов. Несмотря на это, ряд положительных качеств метода стимулирует изучение возможностей акустической сушки, в связи с чем в Акустическом институте АН СССР в течение ряда лет проводились исследования воздействия интенсивных звуковых колебаний на влажные материалы. Полученные результаты и явились основой для подготовки настоящей части монографии.

## ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ВО ВЛАЖНОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ СУШКЕ

### § 1. Общие сведения. Связь влаги с материалом

Прежде чем рассмотреть процессы, протекающие во влажном материале при воздействии интенсивных звуковых волн, кратко остановимся на механизме удаления влаги при отсутствии звука, потому что, как будет показано ниже, физическая картина в обоих случаях весьма сходна.

Известно, что для удаления влаги из материала существуют два основных метода: механический — выдавливание или центрифугирование и тепловой — подвод необходимой для испарения жидкости энергии в виде тепла. При первом методе удаляется сравнительно слабо связанная с материалом влага смачивания и капиллярная влага. В этом случае энергия, необходимая для преодоления сил сцепления жидкости с твердым телом, существенно меньше, чем при удалении влаги тепловым способом, когда влага выделяется в виде пара. Однако второй метод позволяет обеспечить более полную сушку продукта.

Механизм удаления влаги определяется формой ее связи с материалом и условиями ее испарения с поверхности в окружающее пространство. Так как при сушке необходимо нарушить связь жидкости с материалом, что в свою очередь требует затраты определенного количества энергии, то естественно произвести классификацию форм связи влаги с материалом в соответствии с величиной энергии связи между последними. По классификации академика П. А. Ребиндера существуют три формы связи: химическая, физико-химическая и физико-механическая. При обычных способах сушки можно удалить влагу, удерживаемую двумя последними видами связи.

Физико-механический вид связи характерен для капиллярно-пористых материалов, содержащих влагу смачивания и капиллярную влагу. В коллоидных телах преобладает физико-химическая форма связи (адсорбционная и осмотическая влага). В коллоидных капиллярно-пористых материалах, к которым относится наибольшее число продуктов, требующих сушки, наблюдаются оба эти типа связи.

Процесс сушки состоит из двух основных этапов. Первый заключается в испарении влаги с поверхности материала и диффузии пара в окружающее пространство. Испарение влаги приводит к тому, что в материале создается градиент влажности, в результате чего влага из внутренних слоев начинает перемещаться на поверхность; это и есть второй этап. В зависимости от формы связи влаги с материалом, величины влажности, внешних условий, метода сушки, механизм перемещения влаги внутри материала и скорость сушки могут существенно изменяться.

Процесс испарения влаги со свободной поверхности подчиняется закону Дальтона

$$\frac{dm}{d\tau} = KS \frac{P_0 - P_\infty}{P_6}, \quad (1)$$

где  $dm/d\tau$  — масса жидкости, испарившейся в единицу времени;  $S$  — поверхность материала,  $P_0$  — давление насыщенного пара на поверхности материала (при температуре поверхности);  $P_\infty$  — парциальное давление пара в окружающей среде;  $P_6$  — барометрическое давление газа в окружающей среде;  $K$  — коэффициент, зависящий от гидродинамических условий на поверхности.

Перемещение влаги внутри материала происходит по закону, аналогичному закону теплопроводности. Дифференциальное уравнение, устанавливающее зависимость между влагосодержанием  $u^1$ , температурой  $t$ , временем  $\tau$  и координатой  $x$ , может быть записано в виде [9]

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a(\nabla^2 u + \theta \nabla^2 t), \quad (2)$$

где  $a$  — коэффициент диффузии влаги внутри материала;  $\theta$  — коэффициент термовлагопроводности.

Граничное условие, справедливое в течение всего процесса сушки, состоит в том, что количество подведенной к поверхности влаги равно массе влаги, диффундирующей с поверхности в окружающую среду:

$$a\gamma_0(\nabla u)_n + a\gamma_0\theta(\nabla t)_n = \alpha(P_n - P_\infty). \quad (3)$$

Здесь индекс  $n$  обозначает поверхность тела;  $\gamma_0$  — удельный вес абсолютно сухого тела;  $\alpha$  — коэффициент массообмена. Решая уравнение (2), можно найти распределение влаги в материале в любой момент времени, а затем, интегрируя по объему, получить зависимость между средним влагосодержанием  $\bar{u}$  и временем, т. е. в конечном итоге уравнение кривой сушки.

Массопередача сопровождается переносом тепла, поэтому необходимо одновременно с уравнением массопереноса решать и уравнение теплопроводности.

## § 2. Два периода сушки

Для сопоставления процесса сушки, происходящего в звуковом поле, с сушкой традиционными методами, рассмотрим кинетику удаления влаги из капиллярно-пористого тела с равномерным распределением жидкости по всему объему, когда тепло, необходимое для испарения, поступает из окружающего воздуха, температура  $t$  которого, относительная влажность  $\varphi$  и скорость движения  $v$  поддерживаются постоянными.

Специальности процесса сушки наиболее наглядно можно проследить на кривой сушки (рис. 1, а) или кривой скорости сушки (рис. 1, б), дополненной графиком зависимости температуры материала во времени. Обратимся к кривой сушки. Начальный участок характерен медленным изменением влагосодержания материала и соответствует периоду прогрева (в некоторых случаях он может отсутствовать), в течение которого устанавливается термически стационарное состояние, т. е. температура на поверхности, а затем и внутри приобретает значение, равное температуре мокрого термометра. В этот период материал может либо нагреваться, либо охлаждаться.

Начиная с момента, обозначенного на кривой сушки точкой  $B$  (см. рис. 1, а), изменение влагосодержания происходит по линейному закону, т. е. скорость сушки в этот период сохраняется постоянной (участок  $BC$  на рис. 1, б). Линейный закон изменения влажности отражает тот факт, что влага, испаряющаяся с поверхности, непрерывно заменяется новой, поступающей из внутренних слоев. Вследствие того, что температура поверхности материала в этот период (обычно равная температуре внутренних слоев) остается постоянной, давление пара жидкости на поверхности оказывается равным давлению насыщения и, таким образом, процесс сушки эквивалентен испарению жидкости со свободной поверхности и определяется лишь внешними факторами ( $t$ ,  $v$ ,  $\varphi$ ). Этот период носит название *первого периода*, или *периода постоянной скорости*.

<sup>1</sup> Влагосодержание  $u$  определяется как отношение веса влаги к весу абсолютно сухого материала и выражается в % или кг/кг.

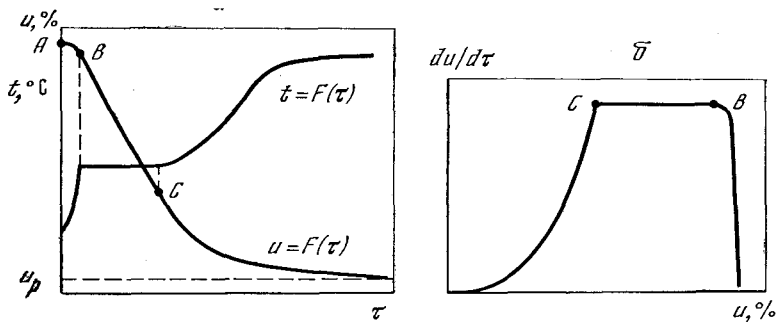


Рис. 1. Кривая сушки и температурная кривая влажного материала (а) и кривая скорости сушки (б)

Как следует из формулы (1), изменение скорости испарения в первый период может осуществляться либо снижением атмосферного давления, либо за счет изменения параметров подаваемого воздуха (увеличение скорости, температуры или снижения влажности последнего).

По мере уменьшения влажности в материале наступает момент, когда скорость подачи влаги на поверхность оказывается недостаточной, чтобы обеспечить прежнюю скорость испарения с поверхности, вследствие чего скорость сушки начинает падать. Точка *C* на кривой сушки (см. рис. 1, б), соответствующая критической влажности, отмечает конец первого и начало второго периода, или периода падающей скорости сушки. Вообще говоря, критическая влажность даже для одного и того же материала — величина непостоянная и зависит от режима сушки. При медленном («мягком») режиме первый период оказывается более продолжительным, а критическая влажность имеет более низкое значение, чем при «жестком», т. е. интенсивном процессе сушки, при котором разрыв между скоростями внешнего и внутреннего влагопереносов наступает раньше. Начиная с критической влажности, кривая сушки асимптотически приближается к равновесной ( $u_p$ ), при которой убыль влаги прекращается, а температура материала растет, пока не достигнет температуры окружающего воздуха.

Снижение скорости сушки при неизменных условиях испарения на поверхности материала объясняется перемещением зоны испарения с поверхности в глубь материала. При этом внутри тела влага продолжает перемещаться по капиллярам в виде жидкости, до зоны испарения, а после — в виде пара, диффундирующего через сухие слои материала. Таким образом, во втором периоде скорость сушки определяется скоростью перемещения жидкой и газообразной фаз внутри материала и зависит, главным образом, от внутренних условий. Жидкость к зоне испарения движется вследствие наличия градиента влажности (влагопроводность) от мест более влажных к местам менее влажным, а также из-за градиента температуры (когда он существует) от горячих мест к холодным (термовлагопроводность). В зависимости от направления этого градиента термовлагопроводность либо способствует, либо препятствует перемещению жидкости. При сушке материалов горячим воздухом температурный градиент, как правило, весьма мал и термовлагопроводность роли не играет, однако в некоторых специфических методах сушки (в том числе и при акустическом способе) этот вид перемещения влаги, по-видимому, может оказывать заметное влияние. Процесс сушки продолжается до тех пор, пока влажность материала не достигнет равновесного значения, после чего процесс прекращается. Равновесная влажность зависит от свойств материала и параметров окружающего воздуха, его влажности и температуры.

Более подробное изложение основ сушки можно найти в фундаментальных работах и учебниках по сушильным процессам (например, [9]). А теперь перейдем к обзору гипотез, касающихся механизма воздействия звуковых волн на влажные материалы.

### § 3. Представления о механизме акустической сушки

Под акустической сушкой понимают процесс удаления влаги из материала, происходящий под воздействием звукового поля высокой интенсивности. Прежде чем остановиться на физических явлениях, происходящих во влажном материале при обработке его звуком, кратко рассмотрим существующие в настоящее время гипотезы относительно механизма удаления влаги в звуковом поле.

В соответствии с двумя периодами сушки материала, воздействие звука в каждый из этих периодов должно иметь различный характер. В первых своих работах по акустической сушке Буше [3, 10] высказал следующие предположения о воздействии звука в первом периоде сушки. В соответствии с законом Дальтона [см. формулу (1)], изменение скорости массопередачи может происходить за счет двух факторов: увеличения коэффициента  $K$ , определяемого гидродинамическими условиями на поверхности, и уменьшения барометрического давления. Согласно Буше, акустическое поле может влиять на оба эти параметра.

Во-первых, звуковая волна, распространяясь вдоль поверхности материала, создает места с повышенным и пониженным давлениями. Предполагается, что в моменты прохождения фазы сжатия процесс испарения не изменяется, тогда как в фазе разрежения создается частичный вакуум, в результате чего скорость испарения возрастает. Это положение Буше обосновывает тем, что опытным путем установлено преобладание эффекта расширения над эффектом сжатия. При этом указывается, что хотя даже при высоких уровнях звука изменение давления составляет единицы процентов, однако повторяясь много раз в секунду (с частотой звука), этот эффект оказывает заметное действие.

Во-вторых, на процесс испарения влияет турбулизация воздуха у поверхности влажного тела, создаваемая звуковой волной. Турбулентные потоки разрушают диффузионный пограничный слой и тем самым способствуют увеличению массопереноса. Наряду с этим Буше считает возможным возникновение на поверхности влажного материала своего рода поверхностной кавитации, способствующей удалению влаги. Ни одно из этих предположений автором не было проверено, однако, как будет показано в дальнейшем, исследования частично подтверждают справедливость предложенной гипотезы применительно к первому этапу сушки, хотя весомость тех или иных факторов, влияющих на испарение, далеко не одинакова.

Солоф [6] считает, что за ускорение сушки в звуковом поле ответственна пульсационная составляющая скорости воздушного потока, т. е. колебательная скорость, которая по его расчетам приблизительно в 10 раз больше, чем скорость воздуха, реально применяемая в барабанных сушилках. А так как коэффициент теплопередачи, от которого зависит скорость тепловой сушки в барабанных сушилках, приближенно выражается как корень квадратный из скорости подаваемого в сушилку воздуха, то, по его мнению, десятикратное увеличение колебательной скорости хорошо объясняет трехкратное ускорение сушки, которое наблюдается при наиболее часто применяемых режимах озвучивания.

Однако простой расчет показывает, что при звуковом давлении 165 *дб* амплитуда колебательной скорости составляет 11,6 *м/сек*, а не 110 *м/сек*, как ошибочно указано в работе [6], поэтому приведенное объяснение явно

ошибочно. Само влияние пульсационной составляющей потока будет рассмотрено в дальнейшем.

Что касается влияния звука во втором периоде сушки, то Солоф считает возможным лишь термическое действие вследствие поглощения части звуковой энергии и влияния понижения давления у поверхности материала в фазе разрежения.

Грегуш [11] полагает, что факторы, влияющие на сушку в первый период, при звуковом облучении, действуют лишь при удалении осмотически связанной влаги, тогда как во втором периоде сушки звуковые волны непосредственно влияют на влагопроводность. Автор этой гипотезы предлагает три возможных механизма этого воздействия.

Первый — поскольку коэффициент влагопроводности обратно пропорционален вязкости жидкости и существуют указания, что вязкость жидкости в ультразвуковых полях снижается [12], то влагопроводность повышается за счет уменьшения вязкости жидкости в капиллярах. Кроме того, влагопроводность повышается и в результате ускорения диффузии пара в капиллярах за зоной испарения.

Второй — процесс сушки возможно ускоряют пузырьки воздуха, заземленные в капиллярах и пульсирующие под влиянием изменения температуры при чередовании сжатий и разрежений в звуковой волне. Такие пузырьки, по Грегушу, способны вызвать миграцию влаги в капиллярах.

Третий фактор — радиационное давление, которое направлено из мест с большим акустическим сопротивлением в места с меньшим значением  $\rho c$ , в данном случае из воды в воздух.

Так как все три причины ускорения процесса сушки зиждутся на возможности проникновения акустической энергии из газовой среды в жидкую без потерь, то Грегуш делает попытку обосновать возможность такого проникновения с помощью переходного парового слоя, который обеспечивает плавное изменение волнового сопротивления среды от газа до  $\rho c$  жидкости.

Последнее утверждение представляется нам по меньшей мере сомнительным, учитывая, что подобный переходный слой составляет десятые и сотые доли длины волны (толщины пограничного диффузионного слоя во много раз меньше длин волн на частотах, применяемых при акустической сушке), в результате чего волна просто «не замечает» этот переходный слой. Поэтому доля звуковой энергии, прошедшей в жидкость, находящуюся в капилляре, будет ничтожно мала и, следовательно, предлагаемый механизм воздействия маловероятен. Опытов, имеющих своей целью подтвердить или опровергнуть предложенную гипотезу, никто не ставил, поэтому сейчас еще трудно судить, насколько она правильна, однако косвенные опыты, изложенные в гл. 4, опровергают данную гипотезу.

## Глава 2

### **ФИЗИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПРОЦЕССЫ ТЕПЛО-МАССООБМЕНА, ПРОТЕКАЮЩИЕ В ЗВУКОВЫХ ПОЛЯХ**

#### **§ 1. Потoki в ограниченном пространстве**

Как уже отмечалось, одним из наиболее существенных факторов, влияющих на процесс сушки в первый период, являются гидродинамические условия на поверхности обрабатываемого материала. Поэтому следует



хотя бы кратко рассмотреть постоянные течения, возникающие в интенсивных звуковых полях.

Появление стационарных потоков при распространении звуковых волн конечной амплитуды в газе или жидкости можно объяснить, используя закон сохранения импульса [13]. Уменьшение величины импульса вследствие затухания звуковой волны компенсируется тем, что в движение приходит сама среда. В зависимости от причины затухания звука, возникают те или иные разновидности акустических потоков. Так, затухание звука в свободном пространстве приводит к появлению объемных сил, вызывающих однонаправленный поток (вдоль по лучу), который питается за счет жидкости (или газа), подтекающей извне луча около излучателя. Это — так называемый экартовский поток [14]. Так как при сушке используются сравнительно низкие частоты и создаются звуковые поля сложной формы, где экартовские потоки слабо выражены или совсем не возникают, рассмотрим лишь те потоки, которые появляются под влиянием поверхностных сил в пограничном слое у границы раздела среда — обрабатываемый материал или у ограничивающих поверхностей в сушильных устройствах.

Ввиду того, что при передаче звуковой энергии и использовании ее в технологическом оборудовании, как правило, звук распространяется по трубам или в замкнутых камерах, что сопровождается появлением стоячих волн, рассмотрим сначала акустические потоки рэлеевского типа, возникающие в таких устройствах. Эти потоки имеют замкнутый вихревой характер; размер вихря вдоль оси излучения равен четверти длины волны.

Для плоского слоя, в котором создается стоячая звуковая волна, продольная и поперечная составляющие скорости потока определяются выражениями [15]

$$v_x = -\frac{V_0^2}{4c} \sin 2kx \left[ \frac{1}{2} e^{-2y/\delta} + e^{-y/\delta} \cos\left(\frac{y}{\delta}\right) + 2e^{-y/\delta} \sin\left(\frac{y}{\delta}\right) + \frac{3}{4} - \frac{9}{4} \left(1 - \frac{y}{h}\right)^2 \right]$$

$$v_y = -\frac{V_0^2}{8c} k\delta \cos 2kx \left\{ \frac{1}{2} e^{-2y/\delta} + 3e^{-y/\delta} \cos\left(\frac{y}{\delta}\right) + e^{-y/\delta} \sin\left(\frac{y}{\delta}\right) + \right. \quad (4)$$

$$\left. + \frac{3}{2} \frac{h}{\delta} \left[ \left(1 - \frac{y}{h}\right) - \left(1 - \frac{y}{h}\right)^3 \right] \right\},$$

где  $V_0$  — амплитуда колебательной скорости в волне;  $c$  — скорость звука;  $k$  — волновое число;  $\delta$  — толщина акустического пограничного слоя;  $2h$  — ширина слоя.

Возникающие вихри располагаются симметрично относительно плоскости  $y=h$  (в случае круглой трубы эти вихри приобретают форму тороидов), причем, как это следует из (4), продольная составляющая скорости не зависит от частоты, а поперечная растет с увеличением частоты. Последнее происходит потому, что по мере уменьшения длины волны (при неизменной ширине канала) трубка тока в плоскости, перпендикулярной слою, сжимается и это сжатие должно быть скомпенсировано увеличением скорости потока. Кроме рассмотренной системы вихрей, существуют еще циркуляционные потоки и в самом пограничном слое. Как и вихри вне пограничного слоя, они повторяются через четверть длины волны:

$$v'_x = -\frac{V_0^2}{4c} \sin 2kx \left[ \frac{1}{2} e^{-2y/\delta} + \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) e^{-y/\delta} \cos\left(\frac{y}{\delta}\right) + \right.$$

$$\left. + \left(4 + \frac{y}{\delta}\right) e^{-y/\delta} \sin\left(\frac{y}{\delta}\right) - \frac{3}{2} \right] \quad (5)$$

и

$$v'_y = -\frac{V_0^2}{2c} k\delta \cos 2kx \left[ \frac{1}{4} e^{-2y/\delta} + 3e^{-y/\delta} \cos\left(\frac{y}{\delta}\right) + e^{-y/\delta} \left(2 + \frac{y}{\delta}\right) \sin\left(\frac{y}{\delta}\right) + \frac{3}{2} \frac{y}{\delta} - \frac{13}{4} \right].$$

Конфигурация и направление рэлеевских потоков в стоячей звуковой волне вне и внутри пограничного слоя показаны на рис. 2. Так как акустические потоки, подобно обычным потокам, могут влиять на процесс испарения жидкостей, рассмотрим, каковы величины скоростей, наблюдающиеся в реально применяемых звуковых полях. Для этого вычислим максимальные значения продольной и поперечной составляющих скорости в канале высотой 4 см при звуковом давлении 160 дб ( $V_0 = 700$  см/сек). Согласно (4), максимальное значение продольной компоненты скорости наблюдается между пучностями и узлами стоячей волны по оси канала, и при заданных нами условиях составляет 2,7 см/сек. Наибольшие значения поперечных составляющих имеют место в узлах и пучностях при  $y = 0,42 h$  и для частоты 5 кГц  $v_{y\max} = 10$  см/сек.

Проверка формулы Рэлея при сравнительно малых уровнях звука ( $P = 134$  дб), предпринятая Андраде [16], показала хорошее соответствие опыта с теоретическими данными, однако измерения акустических потоков при высоких уровнях звука [17] обнаружили, что скорости реально существующих потоков при той же конфигурации вихрей более чем на порядок превышают те, которые следуют из формулы (4).

Зависимость продольной составляющей скорости от звукового давления, измеренной тремя различными методами, приведена на рис. 3. Мы видим, что максимальные значения скорости составляют не единицы см/сек, а достигают нескольких м/сек. В этой же работе [17] теоретически показано, что наблюдаемое увеличение скорости потоков по сравнению с расчетными величинами объясняется тем, что метод, использованный Рэлеем при выводе формул (4), справедлив лишь для потоков с числами Рейнольдса  $Re < 1$ . В звуковых полях большой интенсивности  $Re \geq 1$ , поэтому использованный Рэлеем метод оказывается неприменимым, в результате чего полученные формулы дают заниженные значения скоростей.

Приведенные данные по величинам скорости акустических потоков рэлеевского типа показывают, что в полях с давлениями, превышающими

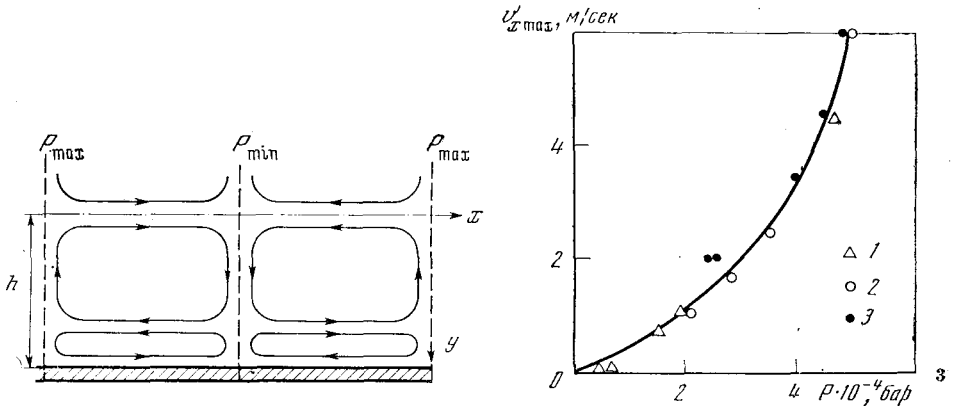


Рис. 2. Схема рэлеевского течения и течения в пограничном слое

Рис. 3. Скорость горизонтальной составляющей  $v'_x$  рэлеевского течения, измеренная тремя методами

1 — визуально, 2 — термоанемометром; 3 — трубкой Пито

145—150  $\delta$ б, такие потоки могут существенно влиять на процессы тепло-массообмена, поэтому в акустических сушилках с высокими уровнями звука акустические потоки могут использоваться как для интенсификации испарения, так и для уноса выделившегося продукта. При сушке мелкодисперсного продукта потоки с такими большими скоростями способны поддерживать продукт во взвешенном состоянии и транспортировать высушенные частицы.

## § 2. Микропотоки около препятствия

Несмотря на то, что рэлеевские потоки несомненно могут существенно влиять на процессы тепло-массообмена, наиболее важными, однако, следует считать акустические течения, возникающие в результате взаимодействия волны с самим обрабатываемым в звуковом поле телом, так как в этом случае потоки образуются в непосредственной близости к поверхности влажного продукта. Учитывая, что для акустической сушки наиболее перспективны сравнительно мелкодисперсные материалы, особенно находящиеся в процессе сушки во взвешенном состоянии, рассмотрим как изменяется конфигурация микропотоков около частицы при разных условиях озвучивания.

Математическая задача нахождения скорости и формы потоков около тела произвольной конфигурации, помещенного в звуковое поле, чрезвычайно сложна, и решению поддаются лишь случаи, когда тело имеет простую геометрическую форму (шар или круглый цилиндр). В связи с тем, что акустические течения такого рода впервые были рассмотрены Шлихтингом [18], их иногда называют шлихтинговскими.

Для цилиндра, радиус основания которого  $r \ll \lambda$ , конфигурация потоков в значительной мере определяется амплитудой смещения звуковой волны. Однако в теории акустических потоков [15] в качестве критерия обычно пользуются не этой величиной, а комплексом  $kr Re_a$ , где  $k$  — волновое число, а  $Re_a = V_0 \lambda \rho / b$  — акустическое число Рейнольдса (здесь  $b$  — коэффициент, учитывающий полные потери в звуковой волне как за счет вязкости, так и вследствие теплопроводности среды).

При малых величинах акустического числа Рейнольдса в слабых звуковых полях, когда  $kr Re_a < 10$ , течения около препятствия не имеют четко выраженного пограничного слоя, вернее, течение во всем пространстве представляет собой пограничное течение, так как его скорость зависит от вязкости. Линии тока такого течения [19] подходят в экваториальной плоскости цилиндра по направлению распространения звуковой волны, а отходят от него — в перпендикулярной плоскости (рис. 4, а).

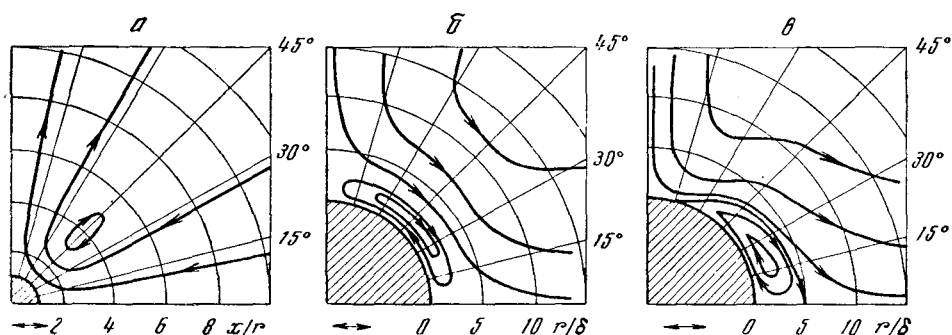


Рис. 4. Схема микропотоков у цилиндра в звуковом поле

а —  $kr Re_a < 10$ ; б —  $kr Re_a < 1200$ ; в —  $kr Re_a > 1200$

В случае бесконечного пространства вихри незамкнуты и лишь при ограниченном пространстве их центры располагаются на конечном расстоянии от центра цилиндра.

По мере увеличения амплитуды колебаний картина меняется. Вязкое течение перемещается к поверхности цилиндра, сжимаясь в радиальном направлении, и образует замкнутые вихри. Появляется четко выраженное течение в пограничном слое, толщина которого становится меньше длины волны; направление потока остается прежним. Наряду с внутренним течением, возникает внешнее, вихри которого в зависимости от внешних условий могут быть замкнутыми или незамкнутыми, с противоположным направлением вращения (рис. 4, б). Такая симметричная картина (относительно плоскости, расположенной под углом  $45^\circ$ ) сохраняется примерно до  $krRe_a < 1200$ . Тангенциальная и радиальная составляющие скорости течения в пограничном слое определяются выражениями [20]

$$v_\varphi = \frac{V_0^2}{c} \frac{1}{kr} \sin 2\varphi \frac{d\xi}{d\left(\frac{x}{\delta}\right)}$$

и

$$v_x = -\frac{2V_0^2}{c} \frac{k\delta}{(kr)^2} \cos 2\varphi \cdot \xi, \quad (6)$$

где

$$\xi = -\frac{1}{4} e^{-2x/\delta} - 3e^{-x/\delta} \cos\left(\frac{x}{\delta}\right) - e^{-x/\delta} \left(2 + \frac{x}{\delta}\right) \sin\left(\frac{x}{\delta}\right) - \frac{3}{2} \frac{x}{\delta} + \frac{13}{4}. \quad (7)$$

При дальнейшем увеличении амплитуды колебаний линии тока как в пограничном, так и во внешнем течениях деформируются, причем в лобовой точке цилиндра пограничный слой существенно увеличивается (рис. 4, в), тогда как в области, близкой к  $90^\circ$ , он практически исчезает. Другими словами, внешний поток как бы вытесняет пограничные вихри из плоскости, перпендикулярной направлению распространения звука в зону малых углов (по отношению к направлению колебаний). Аналогичные явления наблюдаются и для сферических тел, с той лишь разницей, что здесь асимметрия вихрей в пограничном слое наблюдается при меньших амплитудах колебаний.

### § 3. Механическое воздействие

В одном из первых сообщений об акустическом методе сушки [21] указывалось, что применение мощных звуковых колебаний, создаваемых сиреной, позволило в течение нескольких секунд существенно уменьшить влажность хлопчатобумажной пряжи с начальным влагосодержанием 300%. Автор заметил, что процесс состоял в «... вытряхивании воды из материала», причем в этом случае, как и при известных механических методах обезвоживания, по-видимому, из материала удалялась лишь часть влаги.

Подобные же опыты с применением динамической сирены, работавшей на частотах 20—25 кгц, описаны в работе [22]. Приведенные данные показывают, что удаление одной трети воды (при начальной влажности пряжи 300%) при интенсивности звука 140—150 дб потребовало пребывания материала в звуковом поле в течение 3 мин. При этом отмечалось, что использование звука привело к десятикратному снижению расхода энергии (для сравнения вычислялись затраты энергии при сушке перегретым паром). Естественно, что и в этом случае речь шла о механическом воздействии интенсивных ультразвуковых колебаний на материал с вы-

сокой начальной влажностью, так как если бы влага удалялась испарением, то снизить расход энергии было бы невозможно. Не следует забывать, что при испарении каждого грамма жидкости необходимо затратить работу, по крайней мере равную удельной теплоте парообразования.

Механизм распыления жидкости под воздействием ультразвуковых колебаний, распространяющихся внутри нее, довольно хорошо изучен<sup>1</sup>. Существующая в настоящее время кавитационно-капиллярная теория [23] позволяет удовлетворительно объяснить процесс дробления струи. Совсем иначе обстоит дело, когда речь идет о распылении жидкости при озвучивании ее поверхности со стороны газообразной фазы. Несмотря на выдвинутые Буше предположения о кавитационном характере распыления, эта гипотеза может быть полностью отвергнута ввиду того, что на границе газ—жидкость падающая энергия почти полностью отражается. Однако из опытов известно, что при падении интенсивной звуковой волны на свободную поверхность жидкости последняя приходит в интенсивное колебательное движение, причем образуются гребни и фонтанчики, с вершук которых происходит разбрызгивание.

Для выяснения механизма воздействия звуковых колебаний на жидкость мы поставили опыты в стоячей звуковой волне, создаваемой в квадратной трубе на частоте около 1,4 кгц. Капля воды, подвешенная на металлическом капилляре, вводилась в узел, пучность и промежуточные точки стоячей волны при уровне звука в пучности около 166 дб. Оказалось, что в пучности давления капля не разрушается. Это совпадает с выводами работы [24] по дроблению капель умеренно сильными ударными волнами, в которой было показано, что разрушает жидкость не сама волна, а поток, следующий за ней. По мере перемещения капли к пучности скорости интенсивность разбрызгивания увеличивается, а в месте, где колебательная скорость максимальна, капля немедленно распадается, причем образовавшиеся мелкие капли разлетаются в плоскости пучности скорости.

На рис. 5 изображены в схематическом виде кривые распределения колебательной скорости  $V$ , звукового давления  $P$ , радиационного давления  $\mathcal{P}$  и продольной составляющей скорости  $v_x$  рэлеевского потока в стоячей волне. Так как распыление наиболее интенсивно протекает в узле давления, то следует полагать, что ни  $P$ , ни  $\mathcal{P}$ , ни  $v_x$  не ответственны за этот процесс. Градиенты давления на диаметре капли также невелики, так как размеры капли во много раз меньше длины волны. Поэтому можно предположить, что механизм распада капель в звуковом поле аналогичен механизму этого процесса в воздушной струе, как он трактуется в работе [25], и состоит в том, что под влиянием внешнего потока внутри капли (тангенциальные составляющие скорости жидкости на поверхности капли и газа равны) возникает движение, динамический напор которого при некоторых условиях превышает поверхностное натяжение. Это и приводит к дроблению капли. Для ламинарного потока радиус неустойчивой капли может быть найден из выражения [25]

$$r_{кр} \geq \frac{2,3\sigma}{\rho v^2}, \quad (8)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $\rho$  — плотность газа;  $v$  — скорость потока. При звуковом распылении разница состоит в том, что действующие потоки имеют вихревой характер и образуются в результате взаимодействия волны с самой каплей (наилучшее распыление наблюдается в месте наибольшего значения колебательной скорости, где скорость микропотока максимальна, а не в промежутке между узлом и пучностью,

<sup>1</sup> См. также часть V настоящей книги (стр. 337).

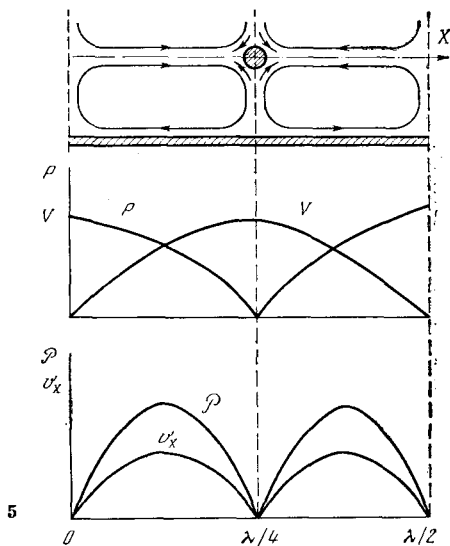


Рис. 5. Схема распределения звукового давления  $P$ , колебательной скорости  $V$ , радиационного давления  $P_r$ , горизонтальной составляющей  $v_x$  рэлеевского течения и положение капли в волноводе

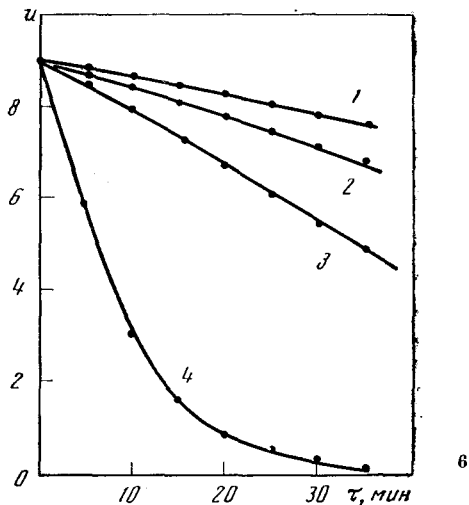


Рис. 6. Кривые сушки образца пенополиуретана при различных интенсивностях звукового поля

1 — 155 дб; 2 — 165 дб; 3 — 167 дб; 4 — 169 дб

где микропотоки невелики, но зато наибольшее значение имеет продольная составляющая скорости рэлеевского потока).

Еще нельзя утверждать, что механизм распыления в звуковом поле именно таков, тем более, что указанная теория дает несколько более высокие значения критических радиусов, чем это наблюдается на практике. В частности, наши опыты показали, что капли с  $r=0,1$  см и даже несколько меньшего размера в звуковом поле разрушаются. Если учесть, что тангенциальная составляющая скорости у сферы с мягкими границами равна [26]

$$v_{\varphi} = \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{\omega r} \sin 2\varphi, \quad (9)$$

то для  $r = 0,1$  см,  $v_{\varphi} = 5,6$  м/сек.

Согласно выражению (8) и данным работы [24], капли такого диаметра неустойчивы лишь при приблизительно вдвое больших скоростях. Однако даже в рамках указанной теории можно объяснить это несоответствие. Прежде всего следует учесть вихревой характер потоков около капли, что способствует появлению на ее поверхности мест с повышенным гидродинамическим напором. Кроме того, формула (9) справедлива лишь при  $A > d$  ( $A$  — амплитуда смещения в звуковой волне,  $d$  — диаметр), а на низких частотах, на которых проводился эксперимент, и высоких уровнях давления  $A \simeq d$ . Поэтому реально существовавшие скорости, возможно, несколько превышали расчетные.

Исходя из выражений (8) и (9), следует полагать, что процесс дробления с понижением частоты улучшается, так как скорость потоков повышается. Однако это справедливо лишь до тех пор, пока существует относительная скорость между частицей и средой. На низких частотах при малых размерах капель, последние вовлекаются в колебательное

движение [27] и относительная скорость, ответственная за возникновение потоков, снижается.

Описанные опыты ставили своей целью выяснить механизм процесса, однако они в значительной мере отличаются от реальных случаев, когда разбрызгивание жидкости происходит с поверхности влажного тела или из капилляров в поверхностном слое. Потоки в этом случае будут зависеть от размера и конфигурации обтекаемого тела, поэтому характер распыления несколько иной и будет зависеть от размеров пор, влажности материала и других факторов. Однако нелинейный характер зависимости скорости удаления влаги механическим способом от уровня звука сохраняется [28] (на рис. 6 приведены кривые сушки образцов пенополиуретана толщиной 15 мм, с начальной влажностью около 900%). По-видимому, это связано с нелинейной зависимостью скорости акустических потоков от амплитуды колебательной скорости звуковой волны.

Учитывая возможность тонкого распыления жидкости в звуковой волне высокой интенсивности, этот метод начинает находить применение в ультразвуковых газоструйных форсунках [29]. Применение его для удаления жидкостей при высокой влажности материалов, на наш взгляд, экономически нецелесообразно, так как слабо связанная влага может быть удалена другими, значительно более простыми, чисто механическими методами, в частности, центрифугированием.

#### § 4. Изменение толщины пограничного слоя

Известно, что при процессах массообмена основное изменение концентрации вещества происходит в весьма тонком слое, непосредственно примыкающем к поверхности раздела сред. Так как в диффузионном пограничном слое перенос массы осуществляется молекулярным способом и скорость этого переноса определяет скорость протекания процесса массопереноса в целом, то для его интенсификации обычно стремятся уменьшить толщину этого слоя, повысив тем самым градиент концентрации вещества в переходной зоне. Толщина диффузионного пограничного слоя зависит от скорости потока  $v$

$$\delta_d = \frac{l}{\sqrt{Pe}} = \sqrt{\frac{Dl}{v}}, \quad (10)$$

где  $l$  — характерный размер;  $Pe$  — число Пекле;  $D$  — коэффициент диффузии. Поэтому один из методов увеличения массопередачи в жидких или газообразных средах состоит в повышении скорости потока. Однако это не единственный способ. Аналогичный результат может быть получен и с помощью интенсивных звуковых колебаний. Если толщина гидродинамического пограничного слоя определяется числом Рейнольдса

$$\delta_r = \frac{l}{\sqrt{Re}} = \sqrt{\frac{\nu l}{v}}, \quad (11)$$

где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости, то в звуковом поле толщина пограничного слоя зависит от частоты звука

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (12)$$

и может быть существенно снижена по сравнению с  $\delta_r$  для реально применяемых скоростей потоков [30]. Именно со снижением толщины пограничного слоя в звуковом поле многие исследователи [31, 32] связывают ускорение процессов тепло-массообмена при воздействии звуковых колебаний.

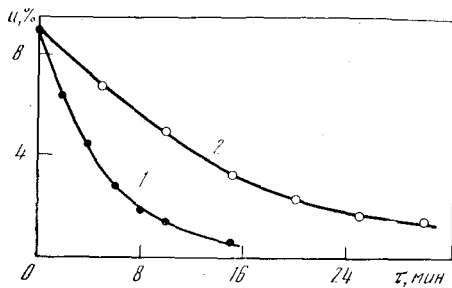


Рис. 7. Влияние толщины пограничного слоя акустического течения на процесс сушки керамической пластинки

1 — акустическая сушка,  $f=1,1$  кГц,  $P=164$  дб; 2 — конвективная сушка,  $v=2,2$  м/сек

Вследствие того, что в газовых средах критерий Прандтля  $Pr = Pe/Re \approx 1$ , при использовании вынужденного внешнего потока толщины гидродинамического и диффузионного пограничных слоев приблизительно равны. В звуковом поле соотношение между толщинами этих слоев может существенно измениться [33]:

$$\frac{\delta_d}{\delta} = \sqrt{\frac{Dt\omega}{2\nu v}} = \sqrt{\frac{t\omega}{2\nu Pr}}, \quad (13)$$

причем оно зависит от характера потока, а, следовательно, от размера тела, частоты и интенсивности звуковой волны. Расчеты показывают, что для реально применяемых при сушке звуковых полей  $\delta_d > \delta$ , т. е. акустические потоки проникают внутрь диффузионного пограничного слоя и, изменяя градиент концентрации, могут способствовать процессу массообмена.

Так как  $v$  в (13) — есть скорость акустического потока, то, в зависимости от соотношения между длиной волны и размером обрабатываемого тела, частотная характеристика может несколько меняться. Например, для шарообразных частиц, для которых выполняется условие  $r \ll \lambda$ , в соответствии с (6)

$$\frac{\delta_d}{\delta} = \frac{1,4r\omega}{V_0 \sqrt{Pr}} = \frac{1,4r}{A \sqrt{Pr}}, \quad (14)$$

где  $A$  — амплитуда смещения в звуковой волне.

Исследование влияния изменения толщины пограничного слоя в звуковом поле на процесс массообмена проведено нами на керамической пластине, поры которой были заполнены водой [34]. Пластина помещалась заподлицо в стенке камеры, в которой создавалась стоячая звуковая волна на частоте 1,1 кГц с давлением в пучности 164 дб. Пластина была расположена между узлом и пучностью стоячей волны, где акустический поток имеет в основном продольную составляющую скорости. Процесс изменения влагосодержания образца во времени при испарении воды под воздействием звукового поля (1) и при обдуве его воздухом (2) графически изображен на рис. 7. В отсутствие звука скорость воздуха, равная 2,2 м/сек, подбиралась в соответствии с максимальной величиной продольной составляющей скорости рэлеевского потока при выбранном значении звукового давления [17].

Хотя скорость воздуха в обоих случаях была одинаковой, при воздействии звуком (даже при замкнутом характере потоков) скорость массообмена оказалась в три раза больше, чем при применении стационарного внешнего потока. Следует отметить, однако, что увеличение скорости массопереноса оказалось существенно меньшим, чем изменение толщины гидродинамического пограничного слоя при воздействии звуковых колебаний [30]. По-видимому, это указывает на то, что связь между толщинами диффузионного и гидродинамического пограничных слоев в звуковом поле более сложная, чем в обычном воздушном потоке.



## § 5. Нагрев материала

О нагреве материала при сушке акустическим способом в литературе существуют противоречивые мнения. В ряде своих работ Буше особо подчеркивал, что акустическая сушка обладает важным преимуществом перед другими методами, так как процесс удаления влаги происходит без нагрева материала (во всяком случае он не превышает нескольких градусов), а это позволяет применять указанный способ для сушки термочувствительных продуктов [3, 10]. К аналогичному выводу пришли и японские исследователи [4] на основании проведенных ими опытов по испарению воды из губчатого образца в поле с частотой 2 кгц и звуковым давлением в пучности 161 дб. Оказалось, что в условиях вынужденной конвекции в первом периоде сушки температура образца приблизительно была равна температуре мокрого термометра (превышала на 1—2° С) и лишь в конце сушки приблизилась к температуре окружающего воздуха. Однако в работе [35] на аналогичном материале (пенополиуретановой губке) при приблизительно том же начальном влагосодержании была получена более высокая температура нагрева поверхности. В конце второго периода она достигла 62° С. Разница в нагреве образцов может быть отнесена за счет более высокой частоты (6,8 кгц) и большей плотности энергии ( $P=169$  дб), применявшихся в работе [35]. Но из-за высокого начального влагосодержания образцов эти опыты не характерны для сушильных процессов, поэтому мы рассмотрим нагрев капиллярно-пористых материалов с более мелкими порами и более низким влагосодержанием.

На рис. 8, а изображены зависимости температуры силикагеля — индикатора от времени озвучивания при различных уровнях звукового давления [36]. Сплошными линиями показаны графики, полученные для материала с низким влагосодержанием (3%), а пунктирной — для того же материала при влагосодержании 24%. Для сравнения на рис. 8, б показаны аналогичные зависимости для речного песка той же дисперсности, что и силикагель. Меньший насыпной вес силикагеля приводит к тому, что его температура несколько выше, чем у песка при прочих равных условиях. Наличие в слое силикагеля микрокапилляров (кроме межзерновых пор), на поглощении сказываться, по-видимому, не может, так как размер микрокапилляров очень мал (0,01 мк). Однако в некоторых работах (например, [37]) авторы считают возможным повышение температуры в силикагеле за счет поглощения звуковой энергии в микрокапиллярах.

Согласно работе [38], доля звуковой энергии, прошедшей в пористую стенку с жестким скелетом через единицу поверхности, в первом приближении пропорциональна радиусу пор  $r$  и зависит также от частоты и пористости материала:

$$\beta = \frac{I}{I_0} = \frac{4M}{2M^2 + 2M + 1}, \quad (15)$$

где

$$M = \frac{2(1+g)\sqrt{\gamma\nu}}{r\sqrt{\omega}}. \quad (16)$$

Здесь  $\gamma = c_p/c_n$ ;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  $g$  — параметр, учитывающий пористость материала и представляющий собой отношение площади наружной поверхности образца, не занятой капиллярами, к площади их отверстий. Так как для материалов с мелкими порами в диапазоне звуковых и низких ультразвуковых частот  $M \gg 1$ , то (15) переходит в

$$\beta = \frac{2}{M} = \frac{r\sqrt{\omega}}{(1+g)\sqrt{\gamma\nu}} = \frac{\sqrt{2}}{(1+g)\sqrt{\gamma}} \left(\frac{r}{\delta}\right). \quad (17)$$

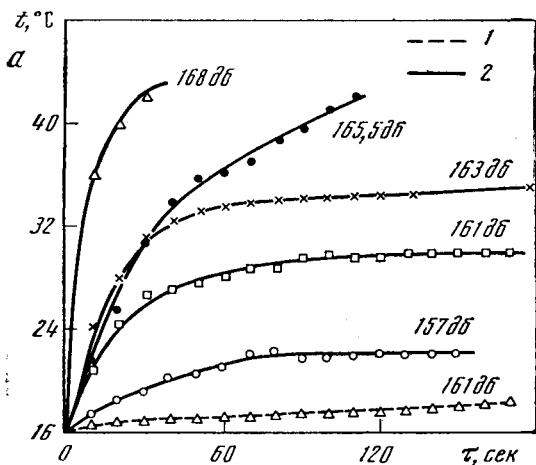
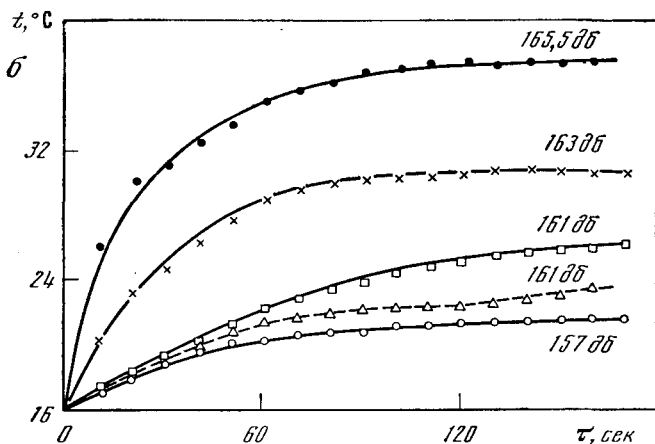


Рис. 8. Изменение температуры в слое капиллярно-пористых тел в зависимости от уровня звукового давления  $a$  — силикагель-индикатор;  $b$  — речной песок. 1 — влагосодержание силикагеля  $u=3\%$ ; 2 — влагосодержание силикагеля  $u=24\%$ .



Таким образом, для материала с пористостью, равной 20% ( $g=4$ ), когда поры заполнены воздухом ( $\gamma=1,4$ ) или паром ( $\gamma=1,3$ ),

$$\beta = 0,24 \frac{r}{\delta}. \quad (18)$$

Для частот 6—10 кГц толщина акустического пограничного слоя составляет соответственно  $(2,9-2,2) \cdot 10^{-3}$  см, поэтому в мелкие поры и макрокапилляры ( $r > 10^{-5}$  см) может проходить значительная доля энергии, падающей на поверхность материала. Эта энергия поглощается в капиллярах по экспоненциальному закону

$$I_x = Ie^{-\alpha_r x}, \quad (19)$$

где коэффициент поглощения  $\alpha_r$  может быть найден по формуле Кирхгофа [39]

$$\alpha_r = 3,18 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{f}}{r}. \quad (20)$$

Поскольку  $\alpha_r$  растет с уменьшением радиуса капилляра, некоторые авторы, исследовавшие процесс сушки материалов с микропористой структурой, считают, что в микрокапиллярах выделяется больше тепла, чем, скажем, в макрокапиллярах [40]. Однако не следует забывать, что в микро-

капилляры проникает очень мало звуковой энергии (менее 0,1%). В частности, для силикагеля с  $r \approx 10^{-6}$  см при  $f = 500$  гц [37]  $\beta = 0,002\%$ ; поэтому при интенсивности в падающей волне  $0,5$  вт/см<sup>2</sup> на площади  $1$  см<sup>2</sup> будет выделяться мощность  $2,4 \cdot 10^{-6}$  кал/сек, которая не может сколько-нибудь заметно изменить температуру материала и пара, находящегося в микрокапиллярах.

Эти соображения были подтверждены нашими опытами по нагреву отдельных частиц гранулированного силикагеля в фокусе эллиптического концентратора звука при уровне звука около  $170$  дб на частоте  $18$  кгц. Даже в волне, близкой к пилообразной, где доля высокочастотных составляющих в спектре велика, средняя температура частицы практически не зависит от того, открыты ли микрокапилляры ( $r \sim 10^{-5}$  см) или закрыты, но зато сильно зависит от макрошероховатости поверхности частицы.

Основной нагрев материала в звуковом поле, по-видимому, происходит в межзерновых порах (для сыпучих продуктов). Это подтверждают сравнительные данные по нагреву отдельных зерен и слоя зерен. Если при  $P = 170$  дб зерно силикагеля нагрелось за  $30$  сек на  $2^\circ$  С, то в слое на глубине  $10$  мм (рис. 8, а) при  $P = 168$  дб температура поднялась более чем на  $24^\circ$  С.

В зависимости от величины коэффициента поглощения, толщины материала и условий отвода тепла возможны различные направления градиента температуры в слое. В работе [28] приведены данные по сушке кварцевого песка, помещенного в специальный стакан, чтобы озвучивание и удаление влаги происходили лишь с одной поверхности, обращенной к излучателю.

На рис. 9 изображены кривая сушки и кривые температуры материала на различных глубинах под поверхностью при озвучивании песка на частоте  $6,8$  кгц и звуковом давлении  $167$  дб. В период прогрева температура материала несколько снижается, затем в период постоянной скорости градиент температуры меняет свое направление, а средняя температура материала растет, достигая  $40^\circ$  С. В конце сушки песок на поверхности нагревается до  $51^\circ$  С.

Аналогичная методика послышного исследования температурного поля в силикагеле КСМ-6, помещенном в теплоизолированный стакан, применялась в работе [37]. Также наблюдался подъем температуры почти до  $60^\circ$  С, однако температурный градиент оказался направленным в про-

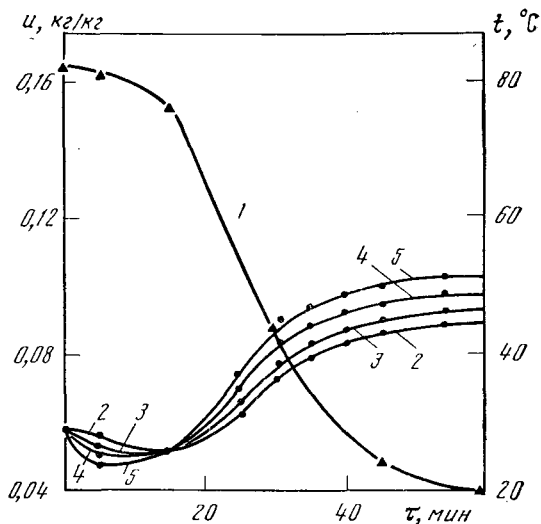


Рис. 9. Кривая сушки и температурные кривые песка при воздействии звука

1 — кривая сушки; температурные кривые: 2 — на расстоянии 30 мм от поверхности образца; 3 — 22 мм от поверхности образца; 4 — 14 мм от поверхности образца; 5 — 6 мм от поверхности образца

твояположную сторону: внешние слои нагрелись слабее, чем внутренние. Это понятно. При частоте звука 6,8 кгц, согласно (19) и (20), большая часть прошедшей в материал энергии поглощается в верхнем слое толщиной около 20 мм, тогда как на частоте 500 гц [37] волна проникает значительно глубже; следовательно, за счет специально созданных условий для снижения теплоотдачи материала внутренние слои нагрелись сильнее.

Этому же частично способствовало отсутствие диссипации энергии на поверхности материала при отражении звуковой волны. Согласно теории, разработанной в работе [41], доля энергии, поглощаемой при отражении, равна

$$\beta = 3,45 \cdot 10^{-5} \sqrt{f}, \quad (21)$$

поэтому с понижением частоты и интенсивности звука потери в пограничном слое воздуха у поверхности озвучиваемого силикагеля существенно снижаются, и на частотах порядка 500 гц можно этот механизм поглощения вообще не учитывать.

Подводя итоги, следует указать, что при сушке капиллярно-пористых материалов при высоких плотностях звуковой энергии, особенно на высоких звуковых и ультразвуковых частотах, следует не только учитывать возможность повышения температуры материала, но и рационально использовать этот нагрев. При сушке термочувствительных материалов предпочтительно использовать не слишком высокие интенсивности звука или обеспечивать такие условия, при которых материал находился бы во взвешенном состоянии, когда поглощение энергии сравнительно невелико. Указанные условия были реализованы в опытах Буше, вследствие чего он и не отметил нагрев обрабатываемых продуктов.

### Глава 3

## ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА СУШКУ В ПЕРВЫЙ ПЕРИОД

### § 1. Критический уровень звукового давления

Из экспериментальных данных [7] хорошо известно, что процесс сушки в звуковом поле ускоряется лишь при высоких уровнях звукового давления, тогда как при уровнях ниже 125—130 дб, как правило, он ничем не отличается от обычной конвективной сушки. В связи с этим было введено понятие «критический уровень звукового давления», т. е. то звуковое давление, ниже которого звуковые колебания никак не воздействуют на процессы тепло-массообмена. Если о существовании такого критического уровня мнения почти всех авторов сходятся (исключение составляет работа Ричардсона [42], в которой указывается, что этот термин, удобный для инженерных расчетов, якобы не имеет никакого физического смысла), то в оценке ее конкретной величины существуют большие разногласия.

Большинство работ, посвященных определению критического уровня, проводилось с процессами теплообмена (а процессы теплообмена и массообмена подобны), поэтому мы воспользуемся именно этими данными, а затем рассмотрим критический уровень для массообмена. Авторы работы [43], связывающие начало ускоряющего действия акустических колебаний с уменьшением толщины пограничного слоя при некоторой величине ин-

тенсивности, считают для горизонтально расположенного цилиндра диаметром 19 мм критическое давление  $P_{кр} = 135 \text{ об}$ . Однако они отмечают, что эта величина не постоянная, она вырастает с увеличением радиуса цилиндра и зависит от разности температур между телом и окружающей средой. Изменение частоты, по их мнению, почти не влияет на  $P_{кр}$ .

Полагая, что критический уровень определяется началом изменения конфигурации акустического потока около тела (переход ламинарного течения в турбулентное), Вестервелт [44] вывел выражение для вычисления критического уровня (в об):

$$P_{кр} = 136 + 10 \lg f; \quad (22)$$

здесь  $f$  — частота звука в кГц. Холман [45] считает полученную формулу удовлетворительно совпадающей с экспериментальными результатами (табл. 1).

Таблица 1

Зависимость критического уровня от частоты

Частота $f$ , кГц	1	1,66	2,72	3,22	3,72	4,22	5,00
$P_{кр}$ [по формуле (22)]	136	138	140	141	141,7	142,2	143
$P_{кр}$ (эксперимент)	134	137	135	135	138	134	135

Как было отмечено в работе [46], уже при частоте 5 кГц разница в теоретической и экспериментальной величинах составляет 8 об и эта разница увеличивается с ростом частоты, тогда как из ряда экспериментальных работ видно, что частота очень слабо влияет на критический уровень. Так, опыты Фенда и Пиблса [47] показали, что для горизонтально расположенного цилиндра критическая скорость колебательного движения составляет 10 см/сек, что соответствует  $P_{кр} = 126 \text{ об}$ , и в широких пределах изменения частоты от последней не зависит. Аналогичные выводы относительно влияния частоты при облучении горизонтально расположенного цилиндра, диаметр которого меньше длины волны ( $\lambda/2 \geq 6d$ ), были получены в работе [48], хотя абсолютное значение  $P_{кр}$  оказалось существенно выше ( $P_{кр} = 140 \text{ об}$ ). Работая на такой же установке, как в работе [48], Ричардсон [42] нашел, что локальный теплообмен ускоряется и при более низких уровнях (130—133 об).

Рассмотренные работы, а также указания на зависимость  $P_{кр}$  от размера тела [48] показывают, что критический уровень нельзя рассматривать как нечто постоянное, а следует учитывать соотношение между размерами тела, длиной волны и амплитудой колебания и, кроме того, принимать во внимание разность температур (в случае теплообмена) или разность концентраций вещества (при ускорении массообмена в звуковом поле). Кроме того, вопрос о величине критического уровня не может быть решен однозначно, если не определить что подразумевать под понятием «увеличение тепло-массообмена». Нас сколько должен увеличиться поток массы или тепла при  $P_{кр}$  — на 5—10% или на 100% [50]?

По нашему мнению, сложная зависимость величины акустических и термоакустических<sup>1</sup> потоков от размера препятствия, частоты звука, температурного напора (разность концентраций), от которых в свою очередь зависит конвективный поток тепла или массы, не дает возможность однозначно определить критический уровень звука для различных случаев. Именно поэтому в работе [51] массообмен для шаров малого диаметра

<sup>1</sup> Течения, возникающие в звуковом поле около нагретого тела.

сказывается сильнее, чем для больших, а  $P_{кр} = 120 \text{ дб}$ , тогда как в работе [48] процессы ускоряются лишь при  $P > 140 \text{ дб}$ . Учитывая, что 20 дб соответствуют изменению плотности энергии в 100 раз, очевидно, что энергетическая целесообразность применения звуковых колебаний очень сильно зависит от того, какая величина  $P_{кр}$  характерна для тех или иных условий.

По-видимому, вопрос о величине критического уровня может быть разрешен в общем виде, если воспользоваться критерием, рекомендованным Кубанским [52, 53]. Для случая теплообмена интенсифицирующее действие звуковых волн начинается тогда, когда вынуждающая сила, вызванная звуковой волной

$$F_1 = \rho \nabla \langle V_1 V_1 \rangle, \quad (23)$$

превышает подъемную силу  $F_2$  при естественной конвекции

$$F_2 = \rho \beta g (T_0 - T_\infty), \quad (24)$$

где  $\rho$  — плотность среды;  $\beta$  — изотермическая сжимаемость;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $(T_0 - T_\infty)$  — температурный напор (разность температур на поверхности тела и в окружающем пространстве).

Исходя из этих представлений, можно вычислить значения критических уровней звукового давления для тел простой формы, для которых известны аналитические выражения для скорости потоков. В работе [45] в предположении, что  $\alpha = F_1/F_2 = 10$ , были получены выражения для  $P_{кр}$  для плоскости, размер которой в направлении распространения звуковой волны много больше  $\lambda/2$ :

$$P_{кр} = \rho c \sqrt{5g\beta c (T_0 - T_\infty) \omega^{-1}}, \quad (25)$$

и для цилиндра (шара), у которого  $d \ll \lambda/2$ :

$$P_{кр} = \rho c \sqrt{2,5g\beta d (T_0 - T_\infty)}. \quad (26)$$

Сравнение результатов, полученных в работе [45], с рассчитанными по формуле (25), показало хорошее согласие [46]. Разница составляет в среднем  $\pm 1 \text{ дб}$ .

Хотя из-за отсутствия данных нет возможности сопоставить расчетные величины  $P_{кр}$  с экспериментальными данными для тел с другими размерами, качественно было показано, что с уменьшением диаметра шара (цилиндра) как теплообмен [54], так и массообмен увеличиваются, а, следовательно, как это и следует из формулы (25), критический уровень снижается.

Аналогичные зависимости могут быть получены и для процессов массообмена, если вместо разности температур подставить разность концентраций, а вместо сжимаемости — величину, обратную плотности газа. Как будет показано далее, полученные данные при испарении различных жидкостей со свободной поверхности в звуковом поле подтверждают, что зависимость  $P_{кр}$  от  $(T_0 - T_\infty)$  имеет место, а расчетные значения  $P_{кр}$  удовлетворительно совпадают с величинами, получаемыми из опыта.

## § 2. Испарение со свободной поверхности

Как уже отмечалось, в первом периоде сушки испарение жидкости из тела аналогично испарению со свободной поверхности и подчиняется закону Дальтона. Прежде всего рассмотрим гипотезу Буше о влиянии изменения барометрического давления (вернее, его мгновенного значения) в звуковой волне на процесс испарения. При уровне звукового давления 166 дб, что даже превышает обычно применяемые уровни при акустической сушке,

давление у поверхности влажного материала колеблется в пределах  $\pm 5,6\%$ . Поэтому если даже предположить, как это сделано в работе [3], что ускорение массообмена осуществляется в фазе разрежения (при неизменном процессе в фазе сжатия), то за период скорость массообмена может возрасти по сравнению с процессом, протекающим при отсутствии изменения давления, всего на 3—4%, что, естественно, не может объяснить ускорение испарения жидкости при воздействии звуковых волн. При этом рассуждении многократность изменения давления у поверхности (в соответствии с частотой используемого звука) не дает какого-либо кумулятивного эффекта, так как сравнение ведется за период колебания, поэтому вряд ли можно согласиться с Буше, что «повторяясь много раз в секунду, это изменение давления дает заметный эффект испарений».

Более того, как видно из выражения (1), в звуковой волне, наряду с  $P_6$ , должна меняться и разность  $(P_0 - P_\infty)$ , причем, поскольку в фазе разрежения температура у поверхности понижается, то величина  $(P_0 - P_\infty)$  изменяется в ту же сторону, что и  $P_6$ , уменьшая тем самым влияние снижения барометрического давления. При звуковом давлении, равном 166 дб, изменение температуры среды в фазах сжатия и разрежения в соответствии с формулой [55]

$$\Delta T = \frac{c_p T V_0}{c_p} \quad (27)$$

(где  $T$  — абсолютная температура газа;  $V_0$  — амплитуда колебательной скорости;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении) очень невелико и составляет  $\pm 0,45^\circ \text{C}$ . Поэтому нелинейное изменение  $(P_0 - P_\infty)$  в фазах сжатия и разрежения (вследствие того, что давление меняется по адиабате) практически не сказывается на изменении потока массы. Таким образом, учитывая, что изменение величины  $(P_0 - P_\infty)/P_6$  при воздействии звуковой волны весьма незначительно, следует полагать, что ускоряющее действие звуковых колебаний может проявляться лишь за счет изменения гидродинамических условий на поверхности тела.

Исследовать процесс испарения жидкостей в звуковом поле в чистом виде не удастся из-за того, что при высоких уровнях звука, при которых можно ожидать изменения скорости массообмена, поверхность жидкости приходит в колебательное движение. На поверхности возникают волны, с вершущек которых жидкость интенсивно разбрызгивается. Поэтому для изучения влияния природы жидкости на процесс испарения в звуковом поле применялись капиллярно-пористые пластины (например, глинисто-шамотной керамики), предварительно пропитанные исследуемой жидкостью [36].

Основные физические параметры использованных жидкостей и результаты влияния звукового поля (с частотой 6,4 кгц, звуковое давление 148 дб, превышающее для всех исследуемых жидкостей критическое значение) на испарение приведены в табл. 2. В последнем столбце таблицы даны значения коэффициента массообмена в звуковом поле, нормированные к соответствующим коэффициентам  $\alpha_{m0}$ , полученным при отсутствии звукового воздействия.

Поскольку при испарении в звуковом поле физические свойства парогазовой смеси для одной и той же жидкости остаются такими же, как в отсутствие звука, то ускорение массообмена связано лишь с изменением гидродинамических условий на поверхности пластины, выражающемся в возникновении акустических потоков. Ввиду того, что опыты ставились на идентичных пластинках и параметры поля оставались неизменными, полученные результаты по изменению коэффициента массообмена при воздействии звука были обработаны в виде

$$\frac{Nu - Nu_0}{Nu_0} = F(\psi), \quad (28)$$

## Влияние звука на коэффициент массообмена

Жидкость	Молекулярный вес $\mu$ , г/моль	Коэффициент диффузии $D$ , см <sup>2</sup> /сек	Давление паров при $t = 20^\circ\text{C}$ мм рт. ст.	Без звука				Со звуком				$\frac{\alpha_{\text{ш}}}{\alpha_{\text{т0}}}$
				$q_{\text{т0}}$ кг/м <sup>2</sup> · час	$t_{\text{п}}$ °C	$P_{\text{п}}$ мм рт. ст.	$\alpha_{\text{т0}}$ кг/м <sup>2</sup> · час · мм рт. ст.	$q_{\text{ш}}$ кг/м <sup>2</sup> · час	$t_{\text{п}}$ °C	$P_{\text{п}}$ мм рт. ст.	$\alpha_{\text{ш}}$ кг/м <sup>2</sup> · час · мм рт. ст.	
Четыреххлористый углерод	153,8	0,07	90,7	8,9	13	65	0,137	12,6	15	72	0,176	1,28
Ацетон	58,1	0,109	185	7,2	6	92	0,078	10,1	7	97	0,103	1,32
Метилловый спирт	32,0	0,13	95,7	1,87	11,5	61	0,03	3,4	12	66	0,052	1,73
Изопропиловый спирт	60,1	0,099	32	1,1	14	26	0,043	2,4	14	26	0,092	2,14
Вода	18	0,198	17,5	0,32	17	8,5	0,038	0,73	17	8,5	0,086	2,26
Бутилацетат	116,2	0,059	8	0,84	19	7,5	0,112	2,06	20	7,9	0,260	2,31
n-бутиловый спирт	74,1	0,068	6	0,34	20	6	0,056	0,84	22	6,1	0,137	2,44

где  $\psi = \text{Pr} \gamma_{\text{п}} / (\gamma_{\text{п}} - \gamma_{\text{с}})$ ;  $Nu_0$  и  $Nu$  — критерии Нуссельта при естественной конвекции и в звуковом поле;  $\gamma_{\text{п}}$  и  $\gamma_{\text{с}}$  — удельные веса парогазовой смеси на поверхности материала и в окружающей среде.

Полученная зависимость приведена на рис. 10. Несмотря на то, что молекулярный вес, давление пара и коэффициент диффузии применявшихся жидкостей менялись в широких пределах, все экспериментальные точки расположились на одной кривой, наклон которой изменяется при  $\psi = 20$ . Как и следовало ожидать, применение звука оказалось наиболее существенным для испарения жидкостей с малой упругостью пара, которые в обычных условиях улетучиваются слабо. Для хорошо испаряющихся жидкостей, таких как ацетон и четыреххлористый углерод, изменение коэффициента массообмена составляло около 30%. Таким образом, хотя применявшееся в опытах звуковое давление превышало пороговый уровень, для этих жидкостей оно не сильно отличалось от  $P_{\text{кр}}$  и, судя по полученным данным, критический уровень составлял 142—145 *дб*. Здесь уместно сопоставить указанные значения с теоретической величиной, определяемой выражением (26). Подставив в эту формулу (видоизмененную для случая массообмена, как указывалось в § 1) соответствующие значения (для ацетона  $C_0 - C_{\infty} = 0,32 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>) мы получим  $P_{\text{кр}} = 2,1 \cdot 10^3$  бар, т. е. немного более 140 *дб*. Таким образом, полученные формулы для вычисления кри-

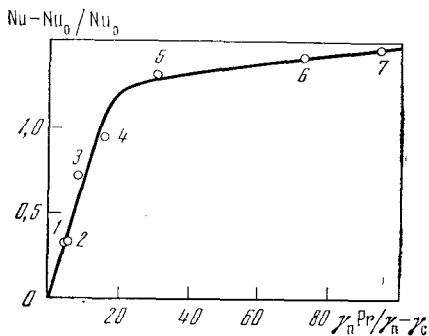


Рис. 10. Относительное изменение коэффициента массообмена различных жидкостей в звуковом поле,  $f = 6$  кГц,  $P = 148$  *дб*

1 — четыреххлористый углерод; 2 — ацетон; 3 — метилловый спирт; 4 — изопропиловый спирт; 5 — вода; 6 — бутилацетат; 7 — n-бутиловый спирт

тического уровня дают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [36].



Следует полагать, что наличие точки перегиба кривой на рис. 10 есть следствие того, что испарение всех жидкостей осуществлялось при неизменном уровне звука. Если бы указанный эксперимент проводился при постоянной разнице между  $P$  и  $P_{кр}$  для всех жидкостей, экспериментальные точки, по-видимому, расположились бы на прямой, пересекающей ось ординат не в нулевой точке. При этом ордината точки пересечения должна зависеть от выбранной величины превышения звукового давления над критическим уровнем.

### § 3. Зависимость интенсивности сушки от уровня звукового давления и величины колебательной скорости

Мы уже видели, что влияние звука на процессы тепло-массообмена начинает сказываться лишь при определенных уровнях звукового давления, причем уже на основании данных, приведенных в табл. 3, можно заключить, что чем сильнее отличается звуковое давление от критического уровня, тем выше интенсифицирующее действие звуковых колебаний. Многочисленные опыты по сушке различных материалов подтверждают это, причем все исследователи сходятся на том, что величина звукового давления — один из самых важных параметров, от которого зависит скорость протекания процесса. В частности, в работе [51] при испарении нафталина с поверхности металлических шариков диаметром 3—6 мм была получена линейная зависимость потока массы от звукового давления (рис. 11, а). Аналогичный результат был получен в работе [4] при испарении воды из губчатого образца, помещенного в узел давления стоячей волны на частоте 2 кГц: скорость испарения влаги линейно зависела от колебательной скорости (рис. 11, б). А так как последняя пропорциональна величине звукового давления в пучности, то и здесь соблюдается линейная зависимость массообмена от звукового давления.

Однако при попытке разобраться в механизме акустической сушки оказалось, что непосредственно звуковое давление не оказывает никакого воздействия на процесс. На рис. 12 представлены кривые сушки (1—4) образцов фильтровальной бумаги, помещенной в пучность давления стоячей волны, при постепенно меняющемся от 150 до 163 дБ уровне звукового давления [56]. Хотя приведенные кривые на первый взгляд подтверждают предположение, что именно звуковое давление определяет скорость испарения, кривая между 3 и 4, полученная при перенесении образца из пучности в узел давления ( $P=143$  дБ), показывает, что это не так. Снижение

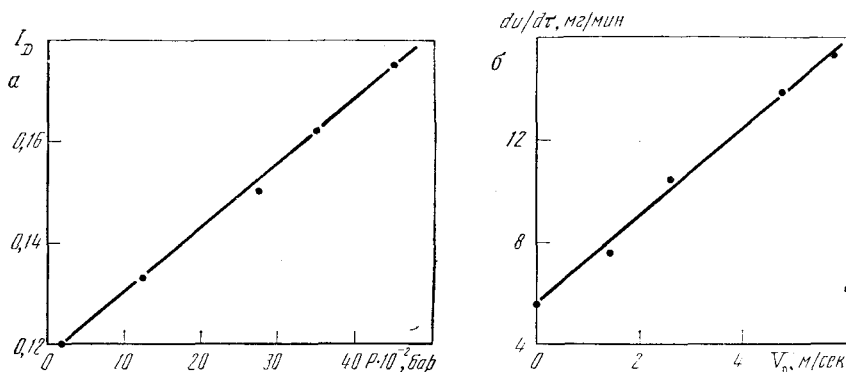


Рис. 11. Влияние звукового давления (а) и колебательной скорости (б) на массообмен в звуковом поле

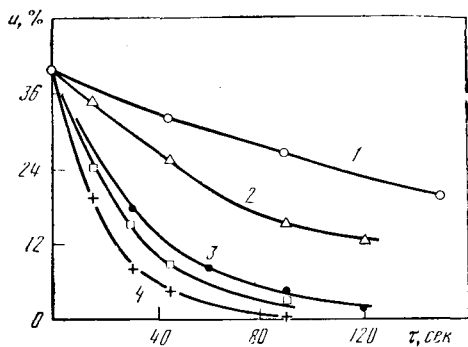


Рис. 12. Кривые сушки фильтровальной бумаги в звуковом поле

В пучности давления: 1 —  $P=150 \text{ об}$ ; 2 —  $P=156 \text{ об}$ ; 3 —  $P=160 \text{ об}$ ; 4 —  $P=163 \text{ об}$ ; в узле давления: кривая, находящаяся между 3 и 4 —  $P=143 \text{ об}$

давления не только не ухудшило процесс испарения, но даже могло бы ускорить его по сравнению с процессом в пучности, если бы температура образца поддерживалась постоянной. Однако повышение температуры в пучности на  $4^\circ$  приводит к тому, что в данном опыте скорость сушки оказалась несколько меньше в пучности скорости.

Другие эксперименты, в которых учитывалось изменение температуры, показали, что сушка идет более интенсивно в пучности колебательной скорости. Этот результат был получен на разных материалах как капиллярно-пористых [4], так и на коллоидных [57], что подтверждает данные по массообмену [51] и теплообмену [48] в звуковом поле, где также было получено ускорение процесса в узле давления.

На рис. 13 приведены данные по влагосодержанию образца, озвученного в течение 20 мин в поле с частотой 2 кГц (при звуковом давлении в пучности  $13 \cdot 10^3 \text{ бар}$ ) в зависимости от положения его по отношению к пучности [4]. Для сопоставления на рисунке приведено влагосодержание образца в воздушном потоке при скорости воздуха около 15 см/сек (кривая 1), а также кривая распределения звукового давления (4) в стоячей волне. Ясно видно, что процесс наиболее интенсивно идет там, где звуковое давление минимально (пучность колебательной скорости). Аналогичный результат получен в работе [31]. Приведенные результаты показывают, что звуковое давление как физический фактор непосредственно не влияет на процессы тепло-массообмена и что таким фактором может скорее служить величина колебательной скорости, причем линейная зависимость коэффициента массообмена от  $V_0$  (см. рис. 11, б) как будто подтверждает это предположение. Однако (мы это увидим несколько позже) колебательная скорость влияет на процесс тоже косвенно. Можно с уверенностью утверждать, что усиление тепло-массообмена протекает

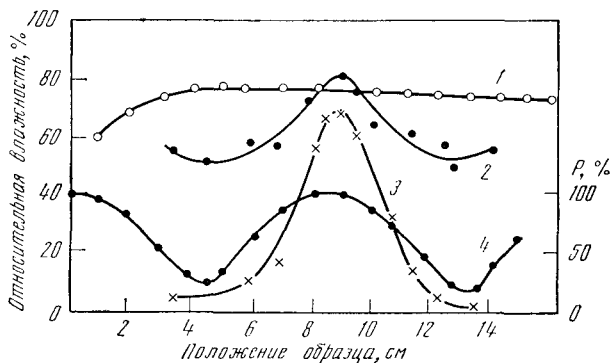
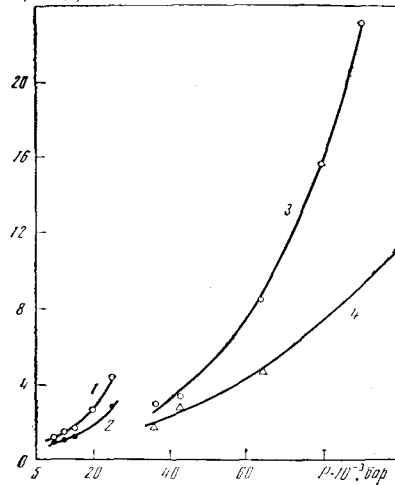


Рис. 13. Изменение влагосодержания губчатого образца в зависимости от его положения в стоячей звуковой волне

1 — конвективная сушка; 2 — сушка в звуковом поле,  $f=2 \text{ кГц}$ ,  $P=156 \text{ об}$ ; 3 — сушка в звуковом поле при одновременной подаче воздуха; 4 — распределение звукового давления

**Рис. 14.** Влияние звукового давления на интенсивность сушки в первый период

1 — керамическая пластинка ( $d=20 \text{ мм}$ ,  $h=2,7 \text{ мм}$ ) расположена в пучности скорости ( $f=2,4 \text{ кгц}$ ) перпендикулярно распространению звуковой волны; 2 — то же, параллельно; 3 — керамическая пластинка ( $d=8 \text{ мм}$ ,  $h=1 \text{ мм}$ ) расположена в бегущей волне ( $f=18 \text{ кгц}$ ), 4 — пластинка из желатина ( $d=8 \text{ мм}$ ,  $h=1 \text{ мм}$ )



тем интенсивнее, чем выше кинетическая энергия звуковой волны в данной точке поля.

Чтобы представить возможную величину интенсивности сушки в звуковом поле на рис. 14 приведены графики уноса влаги с единицы поверхности за единицу времени из капиллярно-пористых (керамических) и коллоидных (желатин) образцов в широком диапазоне изменения звукового давления при различных условиях озвучивания. Графики показывают, что линейная зависимость интенсивности массообмена сохраняется лишь при сравнительно низких значениях звукового давления и уже начиная с  $20 \text{ 000 бар}$  ( $160 \text{ дб}$ ) процесс испарения идет быстрее, чем по линейному закону. Это еще в большей степени заметно при  $P=166 \text{ дб}$  на керамической пластине диаметром  $8 \text{ мм}$ , помещенной в бегущую звуковую волну высокой интенсивности (кривая 3). Указанные эксперименты мы проводили на эллиптическом концентраторе, в одном из фокусов которого помещался газоструйный излучатель ГСИ-5 [59], работавший на частоте  $18 \text{ кгц}$ , а в другом — исследуемый образец.

Нелинейный характер интенсивности массообмена в интенсивных звуковых полях связан с повышением температуры образца вследствие поглощения звука в макрокапиллярах. Для коллоидного образца нелинейный характер интенсивности испарений в первый период сушки, даже при весьма высоких плотностях звуковой энергии, существенно ослаблен. Приведенные графики показывают, что в акустическом поле интенсивность сушки в зависимости от условий озвучивания и звукового давления составляет от 1 до  $14 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{час}$  и по этому параметру может конкурировать с существующими высокоэффективными методами сушки.

Сравнение акустического и конвективного методов сушки, выполненное в работе [58], показало, что кинетика сушки в звуковом поле для ряда материалов имеет свои особенности. Например, при сушке ( $f=370 \text{ гц}$ ,  $P=146-147 \text{ дб}$ ) картофельного крахмала после максимальной гигроскопической влажности ( $u=68\%$ ) наступает резкое уменьшение интенсивности сушки, а период падающей скорости делится на два периода, чего нет при конвективной сушке.

Более сложный вид имеет кривая интенсивности сушки пыжевского бентонита. На ней отмечаются два периода постоянной скорости. И только для силикагеля МСМ вид кривых интенсивности сушки при акустическом и конвективном методах идентичен. Первые два материала относятся к типичным коллоидным, капиллярно-пористым телам.

Авторы работы [58] отмечают, что кинетика процесса зависит «от физико-химических свойств сублимируемого тела и формы связи с ним поглощенной влаги».

#### § 4. Механизм акустической сушки в первый период

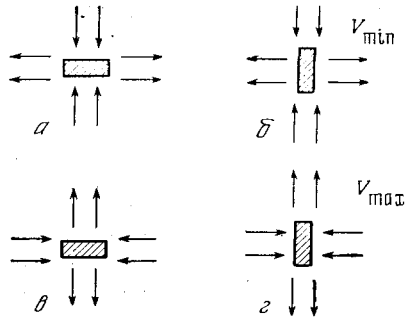
Одним из первых, кто указал на первостепенную роль акустических потоков в ускорении процессов теплообмена, по-видимому, был Кубанский [52]. Сначала экспериментально, а затем и теоретически [53] он пытался решить вопрос об интенсификации теплоотдачи в звуковом поле. Однако вследствие ряда математических трудностей теоретическая задача осталась нерешенной. В дальнейшем гипотеза об определяющем влиянии микропотоков шлихтинговского типа на теплообмен от цилиндра была развита в работах Фэнда и Кея [48] и Холмана [43, 45].

Что касается массообмена в звуковом поле, то, как уже указывалось, Буше [3] не считал акустические потоки главным фактором, ускоряющим процесс, хотя из аналогии механизмов теплообмена и массообмена можно было бы предположить, что и в звуковом поле они не должны существенно различаться. На начальной стадии наших исследований по ускорению сушки этилцеллюлозы [60] на основании совпадения критического звукового давления ( $P_{кр} = 145 \text{ дб}$ ) с началом турбулизации потоков было высказано предположение о решающем влиянии на сушку рэлеевских вихревых потоков, циркулирующих между узлами и пучностями (см. гл. 2). В дальнейшем, на основании опытов по сушке образцов, расположенных в различных областях стоячей звуковой волны, мы выяснили, что этот тип потоков, «внешних» по отношению к сушаемому телу (так как они возникают при взаимодействии волны с ограничивающими поверхностями, а не с самим образцом), играет второстепенную роль. И лишь при массообмене со стенок акустического волновода (как в случае, описанном в работе [31]), они могут оказывать основное воздействие.

Наши исследования проводились в стоячей звуковой волне, создаваемой на частотах 2,3—2,5 кгц, в трубе с поперечным сечением  $4 \times 4 \text{ см}$ . Образцами служили диски и цилиндры из глинисто-шамотной керамики.

На рис. 15 приведена картина течений рэлеевского типа и схема расположения образцов по отношению к этим потокам. Образцы подвешивались по оси трубы в узле и пучности скорости. Если исходить из доминирующего влияния рэлеевских потоков, то процесс сушки должен идти почти одинаково при любом из показанных на схеме расположений образцов. (Известно, что скорость сушки не очень сильно зависит от ориентации материала по отношению к потоку воздуха для обычной конвективной сушки.) Однако размер и расположение образцов существенно меняет скорость процесса (рис. 16). Для диска малого диаметра (кривые А) удаление влаги происходит наиболее интенсивно при расположении его в пучности скорости перпендикулярно звуковой волне. Поворот образца на  $90^\circ$  существенно снижает процесс и приближает его к процессу в узле колебательной скорости, где изменение ориентации не влияет на скорость сушки. При увеличении размера диска (кривые Б) изменение ориентации образца в узле колебательной скорости, как и в предыдущем случае, на процесс не влияет; при расположении диска в пучности скорости параллельно звуковой волне процесс сушки улучшается. Образец, как и в иных случаях, сохнет наиболее интенсивно при установке его в пучности колебательной скорости перпендикулярно по отношению к звуковой волне. Для цилиндра (кривая А) и в пучности скорости различная ориентация на процесс не влияет. При этом необходимо отметить, что испарение происходит лишь с торцов цилиндра, боковая поверхность покрывалась влагоизоляцией.

Рис. 15. Схема расположения керамических образцов относительно рэлеевского течения  
 а, в — параллельно по отношению к звуковой волне; б, г — перпендикулярно



Мы провели еще опыты по сушке образцов фильтровальной бумаги в областях стоячей звуковой волны, где скорости рэлеевских потоков различны. Так, образцы, расположенные по оси трубы между узлом и пучностью, где продольная составляющая скорости потока максимальна, перемещались затем в зону, где потоки меняют свое направление ( $y=0,4$ , см. рис. 2), поэтому скорости близки к нулевым. Это перемещение, однако, не оказало большого влияния на режим испарения, что говорит о второстепенной роли этих потоков. Если же учесть, что массообмен увеличивается с повышением колебательной скорости в месте расположения образца и меняется в зависимости от поперечного размера последнего по отношению к падающей волне (при увеличении этого размера массообмен снижается), то следует полагать, что основное влияние оказывают микропотоки, возникающие на самом препятствии, так как именно от этих параметров зависит их скорость [см. формулу (6)]. Теоретические и экспериментальные работы, проведенные другими авторами, подтверждают правильность этого предположения.

Теоретически задача о массообмене в звуковом поле с поверхности шара, малого по сравнению с длиной звуковой волны, была впервые решена в работах [33, 61], а для цилиндра — в работе [62]. Аналогичная задача для теплообмена от нагретого цилиндра решена в работе [63]. Во всех случаях предполагалось, что газовая среда несжимаема, нормальная скорость диффундирующей компоненты мала, испаряющееся вещество не меняет плотности среды, и на размер препятствия, с которого осуществляется массообмен, накладывается условие

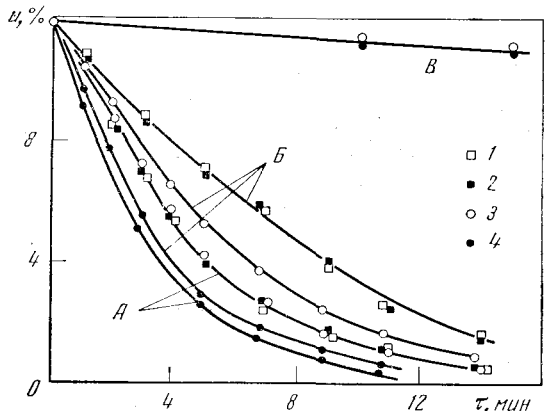
$$A \ll r \ll \lambda, \quad (29)$$

где  $\lambda$  — длина звуковой волны.

Так как экспериментальными исследованиями установлено, что механизм переноса при пульсационных явлениях заключается в воздействии

Рис. 16. Влияние размера и расположения керамических образцов на процесс сушки в звуковом поле

А — диск:  $d=10,7$  мм,  $h=2,7$  мм;  
 Б — диск:  $d=20$  мм,  $h=2,7$  мм,  
 $f=2,3$  кгц;  $P=162$  об; В — цилиндр,  
 $d=23$  мм,  $h=11$  мм,  
 $f=2,5$  кгц,  $P=154$  об. В узле колебательной скорости: 1 — параллельно, 2 — перпендикулярно звуковой волне; в пучности колебательной скорости: 3 — параллельно, 4 — перпендикулярно звуковой волне



на пограничный слой (концентрационный или температурный) стационарных акустических течений, то уравнение диффузии (теплопереноса) решалось совместно с системой уравнений пограничного слоя. При этом предполагалось, что пульсационная составляющая скорости потока не влияет на профиль распределения концентраций (температур) или, во всяком случае, ее действие пренебрежимо мало.

Решение уравнений движения в разных работах проводилось различными методами. Получены выражения для скорости акустических потоков, которые затем использовались в уравнении диффузии, при решении которого авторы прибегли к интегральному соотношению диффузионного пограничного слоя. Следует также отметить, что при нахождении величины тангенциальной составляющей скорости потока диффузионным сопротивлением пограничного слоя пренебрегалось, так как для газов  $Pr \ll 1$  и, согласно (14),  $\delta_d \gg \delta$ . Поэтому в пределах диффузионного пограничного слоя скорость потоков бралась в виде (6), но измененная вследствие того, что решение осуществлялось в прямоугольной системе координат. Окончательное решение было получено в виде локального значения безразмерного коэффициента массообмена (критерия Нуссельта)

$$Nu = 1,89 \frac{V_0}{\sqrt{\omega D}} \frac{\cos^2(x/r)}{\sqrt{1 + \cos^2(x/r)}}, \quad (30)$$

которое, будучи усреднено на сфере, дает среднее значение для шара [61]

$$\bar{Nu} = 1,3 \frac{V_0}{\sqrt{\omega D}}, \quad (31)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии. В работе [33] решение проводилось приближенным методом и получено выражение, несколько отличающееся от предыдущего:

$$\bar{Nu} = 2 + 1,07 \frac{V_0}{\sqrt{\omega D}}. \quad (32)$$

Здесь первое слагаемое учитывает естественную диффузию, поэтому эта формула представляет собой коэффициент массообмена, определяемый не только звуковым воздействием, но и конвекцией в отсутствие внешних воздействий. В случае массообмена с поверхности цилиндра, находящегося в звуковом поле [62]:

$$\bar{Nu} = 1,66 \frac{V_0}{\sqrt{\omega D}}. \quad (33)$$

Теплообменный критерий Нуссельта для цилиндра [63] отличается от выражения (33) лишь несколько большим числовым коэффициентом (1,76) и тем, что под  $D$  здесь следует подразумевать коэффициент температуропроводности.

Аналогичный метод решения для шара был применен в работе [64], причем при определении скорости потока были наложены дополнительные ограничения на величину колебательной скорости; предполагалось, что звуковое давление превышает критический уровень, т. е. потоками естественной конвекции можно пренебречь по сравнению с акустическими, что выражается формулой (26), и число Рейнольдса для акустических потоков меньше единицы. Эти ограничения могут быть записаны в виде

$$\frac{P_{кр}}{\rho c} \ll V_0 \ll (\gamma r^2 \omega^3)^{1/4}. \quad (34)$$

В отличие от работы [61], граничные условия при решении уравнения теплопроводности в работе [64] задавались не на поверхности шара, а на

внешней поверхности акустического пограничного слоя, т. е. при  $r + \delta$ , что позволило воспользоваться стандартным методом решения уравнения массопередачи [25]. При этом выражение для локального значения коэффициента массообмена получено в виде

$$Nu = \frac{4\sqrt{3}}{\sqrt{\pi}} \frac{V_0}{\sqrt{\omega D}} \cos \theta, \quad (35)$$

а среднее его значение

$$\overline{Nu} = \frac{2,4V_0}{\sqrt{\omega D}}. \quad (36)$$

При учете лишь пульсационной составляющей скорости потока коэффициент массообмена будет

$$\overline{Nu}_1 = \frac{\delta V_0^2}{4r\omega D}. \quad (37)$$

Поэтому можно оценить вклад в процесс массообмена (теплообмена), даваемый стационарной и пульсационной составляющей скоростей:

$$\varphi = \frac{\overline{Nu}}{\overline{Nu}_1} = \frac{6,8\omega r}{V_0} \sqrt{\frac{D}{\nu}}, \quad (38)$$

так как из соотношения (29) следует, что должно соблюдаться условие  $\omega r > V_0$ ,  $\varphi \gg 1$ , и массообмен в звуковом поле определяется в основном акустическими потоками и практически не зависит от пульсационного члена.

Экспериментальные работы по исследованию процесса массообмена в звуковом поле подтверждают решающее значение стационарных потоков. Так, в работе [61] указывается, что на двух частотах (11,5 и 18 кгц) были проведены опыты по испарению камфары с поверхности шара, помещенного в стоячую звуковую волну. Оказалось, что максимальный массообмен наблюдается в точках набегания акустических потоков (рис. 17), а минимальный — в точках, отстоящих от них на  $90^\circ$ . Правда, в работе [51], проводившейся на существенно более низких частотах, при том же направлении (вертикальном) колебательного движения, было получено равномерное удаление массы по всей поверхности сферы. Однако это можно объяснить тем, что в данном случае опыты ставились в условиях вынужденной конвекции, при которой максимальный унос массы в результате воздействия воздушного потока происходил именно в местах минимального влияния акустических потоков.

Установлено удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с расчетными зависимостями. В частности, в работе [61] проверена формула (31) при изменении диаметра препятствия и величины колебательной скорости звуковой волны. Оказалось, что наибольшее расхождение наблюдается при малых значениях  $V_0$ . На наш взгляд, это связано с тем, что полученные значения для  $\overline{Nu}$  справедливы лишь для  $P > P_{кр}$ ,

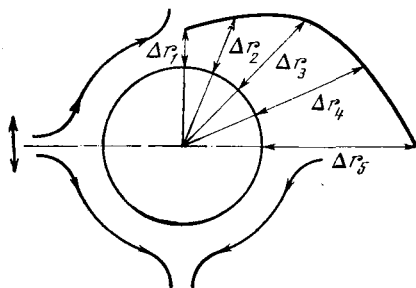


Рис. 17. Изменение диаметра шарика камфары в звуковом поле под влиянием потоков, возникающих на препятствии

что и было отмечено в работе [64]. Когда условие (34) не выполняется (в области малых значений  $V_0$ ), следует учитывать естественный массообмен, что и сделано в работе [33] введением дополнительного слагаемого. В работе [64] теоретически формула (36) сопоставлялась с полученными экспериментально в работе [48] данными о воздействии звука на теплообмен от цилиндра. При этом предполагалось, что вследствие идентичности уравнений теплопереноса и массообмена, выражения для коэффициентов Нуссельта могут применяться как для тех, так и для других процессов, с заменой лишь коэффициента диффузии на коэффициент температуропроводности. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными приведено на рис. 18. Как видно из рисунка, отличие полученных зависимостей не велико и наблюдается главным образом в области, где  $P \approx P_{кр}$  (кривые 1 и 4), хотя расчет выполнен для препятствия шаровой формы, а экспериментальные данные относятся к цилиндру. Первоначально авторы работы [64] предполагали, что значение коэффициента Нуссельта как для цилиндра так и для шара будет одним и тем же. На неправомерность этого положения указал В. Е. Накоряков, поэтому для цилиндра следует пользоваться формулой (33) (на рис. 18 кривые 2 и 4), а не формулой (36). Но судя по графикам, в области  $P > P_{кр}$  формула (36) дает как будто лучшее совпадение с экспериментом, чем формула (33). На расхождение данных указывалось в работе [65]. Различие наблюдается не только в среднем значении коэффициента массообмена, но и для локальных значений критерия Нуссельта. Правда, авторы работы [65] считают, что ошибка кроется в экспериментальных результатах.

В работе [64] решена также задача о массопереносе со стенок канала (трубы), внутри которого установилась стоячая волна, и процесс конвективной диффузии интенсифицируется рэлеевскими потоками. Уравнение движения линеаризовано в области вязкого подслоя, причем постоянные интегрирования определены на основании экспериментальных данных работы [17]. На основании тождества

$$\frac{C - C_0}{C_\infty - C_0} = \frac{v - v_\infty}{v_\infty}, \quad (39)$$

справедливого при  $Pr \approx 1$  (где  $C_0$  и  $C_\infty$  — концентрации вещества на поверхности тела и в окружающем пространстве, а  $v_\infty$  — скорость потоков за пределами пограничного слоя), и интегрального соотношения

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty (C - C_0) v dy = -D \left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (40)$$

(ось  $x$  направлена вдоль стенок канала, а  $y$  — перпендикулярно им) получено выражение для локального значения коэффициента массообмена

$$Nu = \frac{v_\infty k \delta L \cos 2kx}{D}; \quad (41)$$

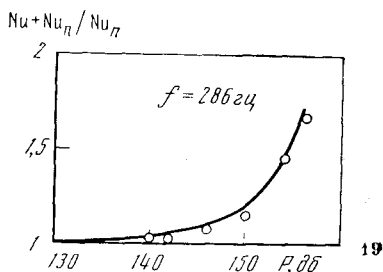
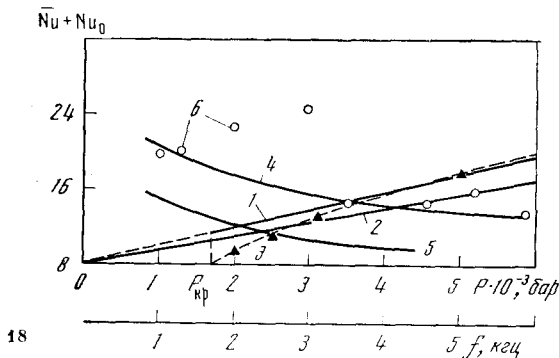
здесь  $L$  — длина поверхности, с которой осуществляется массообмен. Ввиду того, что уравнение потоков удастся решить лишь для  $Re < 1$ , а при  $P > P_{кр}$  значение  $Re > 1$ , для вычислений коэффициента массообмена можно воспользоваться экспериментальными данными из работы [17]. Так как максимальное значение скорости потока определяется эмпирическим выражением

$$v_{max} = 2,7 \cdot 10^{-4} V_0^2 \text{ см/сек}, \quad (42)$$

то, усредненное по длине  $L$ , значение критерий Нуссельта

$$\overline{Nu} = \frac{2,4 \cdot 10^{-3} V_0^2 k L}{\pi D} \left[ 1 + \frac{1}{2kL} \right]. \quad (43)$$





**Рис. 18.** Зависимость коэффициента теплоотдачи от звукового давления и частоты. Зависимость от  $P$ : 1 — теоретическая, рассчитанная по формуле (36), 2 — теоретическая, рассчитанная по формуле (33), 3 — экспериментальная; зависимость от частоты: 4 — теоретическая, рассчитанная по формуле (36), 5 — теоретическая, рассчитанная по формуле (33), 6 — экспериментальные точки из работы [48]

**Рис. 19.** Сопоставление теоретических (кривая) и экспериментальных (точки) значений коэффициента массообмена в зависимости от звукового давления для плоскости,  $f=286$  гц

Периодическое изменение локальных значений критерия  $Nu$  по длине канала хорошо согласуется с результатами экспериментальной работы [66], в которой исследован теплообмен в трубе при воздействии низкочастотных звуковых колебаний. К сожалению, нет экспериментальных данных, позволивших бы произвести сопоставление с результатами, полученными по формуле (43), в широком диапазоне изменений параметров. Можно лишь воспользоваться данными по возгонке нафталина ( $D=0,06$  см<sup>2</sup>/сек,  $L=2$  см) со стенок акустической резонансной трубы, работавшей на частоте 285 гц в условиях вынужденной конвекции ( $Re=1430$ ).

На рис. 19 приведено сопоставление опытных [31] и расчетных значений коэффициента массообмена для этого случая. При расчетах критерий Нуссельта, связанный с вынужденной конвекцией вследствие дополнительного воздействия потока воздуха  $Nu_n$ , определялся по известной формуле (см. стр. 281 работы [48]).

Таким образом, приведенные теоретические и экспериментальные данные позволяют считать, что в первый период сушки воздействие звукового поля обусловлено потоками, возникающими при взаимодействии звуковой волны высокой интенсивности с частицами обрабатываемого материала или ограничивающими поверхностями. Эти потоки, обладающие меньшей толщиной пограничного слоя, способны проникать внутрь диффузионного слоя глубже, чем обычные потоки и, таким образом, изменять его профиль, увеличивая градиент концентрации (температуры), что в конечном счете и приводит к повышению скорости тепло- или массообмена.

## § 5. Влияние частоты звука, размера тела и его расположения на скорость сушки

Приведенные в предыдущем параграфе формулы для безразмерного коэффициента массообмена выведены для тел вполне определенной конфигурации, однако с некоторым допущением они могут быть применены и для тел несколько иной формы, если их размеры выдерживаются по отношению к длине звуковой волны. Во всяком случае, эти выражения позволяют

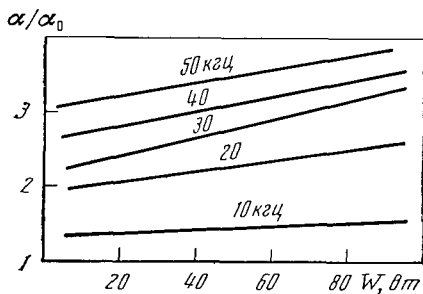


Рис. 20. Зависимость относительного изменения коэффициента теплоотдачи от частоты

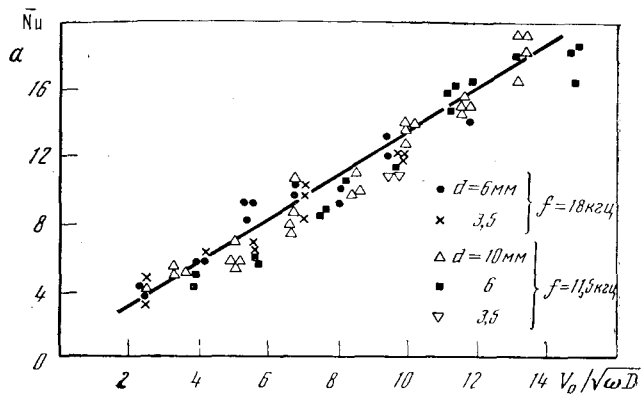
понять тенденцию изменения массообмена при изменении тех или иных параметров и, в частности, объяснить, почему в одних экспериментальных работах исследуемые процессы интенсифицируются с ростом частоты звука, а в других повышение частоты ведет к снижению эффекта, получаемого за счет акустического воздействия.

Проанализируем прежде всего формулу (43). С учетом зависимости толщины пограничного слоя от частоты [формула (12)], видно, что для  $L \gg \lambda/2$  критерий Нуссельта растет с повышением частоты как  $\sqrt{\omega}$ . Экспериментальные данные по массообмену в звуковом поле при указанных условиях отсутствуют, поэтому обратимся для сопоставления к работе [32], в которой исследован теплообмен в условиях стоячей волны на ультразвуковых частотах.

На рис. 20 изображены зависимости относительного изменения коэффициента теплообмена (по сравнению с естественной конвекцией) от мощности, потребляемой электронагревателем. Обработка полученных результатов приводит к выражению  $\alpha/\alpha_0 = 0,44\sqrt{f}$ , которое имеет ту же зависимость от частоты, что и теоретическая формула. Таким образом, для тел, больших по сравнению с длиной волны, целесообразно повышать частоту звука.

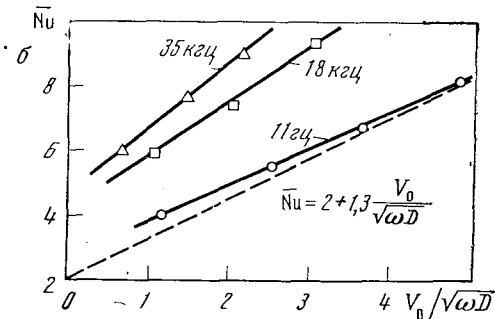
С другой стороны, при  $L \ll \lambda/2$  значение  $\overline{Nu}$  оказывается пропорциональным  $1/\sqrt{\omega}$ , что приблизительно и наблюдается на практике [31]. В переходной области зависимость от частоты оказывается более сложной. Здесь интересно отметить еще один факт, вытекающий из сопоставления результатов работы [31] с формулой (43). Наряду с изучением частотной зависимости при постоянном звуковом давлении, в работе [31] исследовалось также относительное влияние частоты и амплитуды смещения. Было показано, что при увеличении амплитуды вдвое, при постоянном значении частоты относительное изменение массообмена повышается на 24%, тогда как удвоение частоты при неизменной амплитуде приводит лишь к увеличению массообмена на 10%. Так как в выражение для скорости  $V_0 = A\omega$  равноправно входят как частота, так и амплитуда смещения, то, исходя из того, что изменение каждой из этих величин неравноценно сказывается на ускорении процесса, авторы пришли к выводу, что основным физическим фактором, определяющим интенсификацию массообмена, является амплитуда смещения, а не амплитуда колебательной скорости.

Хотя в настоящее время очевидно, что физический механизм ускорения процессов тепло-массообмена состоит в воздействии акустических потоков, следует признать, что действительно выгоднее увеличивать амплитуду смещения. В частности, это вытекает и из формулы (43) для случая  $L \ll \lambda/2$ . Вследствие того, что частота входит не только в выражение для амплитуды колебательной скорости, но и в  $\delta$ , очевидно, что при неизменной величине  $V_0$  целесообразнее вдвое увеличить амплитуду колебаний (одновременно понизив вдвое частоту), чем наоборот. Теоретически



**Рис. 21.** Зависимость коэффициента массообмена от критерия  $V_0/\sqrt{\omega D}$  для камфарного и нафталинового шариков

*a* — в пучности скорости стоячей волны; *б* — в бегущей волне



выигрыш при первом варианте по сравнению со вторым составляет  $\sqrt{2}$ , т. е. приблизительно 40%. Реально же, как было указано выше, он несколько меньше.

Перейдем теперь к частотным зависимостям для случая, когда размер тела меньше длины волны и массообмен интенсифицируется микропотоками шликтинговского типа. Согласно теоретическим формулам (31)—(33) или (36), критерий Нуссельта возрастает с уменьшением частоты как  $1/\sqrt{\omega}$ , т. е. так же, как и для случая  $L \ll \lambda/2$  при рэлеевских потоках. Разница состоит лишь в том, что в одном случае существует линейная зависимость от  $V_0$ , а в другом — квадратичная (ср. рис. 11, *a* и 19). Поэтому и здесь при неизменном уровне звукового давления теория предсказывает целесообразность понижения рабочей частоты (с учетом ограничения  $\omega > V_0/r$  [64]). Однако такую частотную характеристику можно ожидать лишь при соблюдении условия  $A \ll r \ll \lambda$ , а, следовательно, о характере влияния частоты можно говорить лишь предположительно. В частности, нам не удалось отыскать в литературе данные, полученные при выполнении всех требований, ограничивающих диапазон изменения величины колебательной скорости, размера тела и частоты, чтобы проверить справедливость указанной зависимости. Видимо, частично по этой причине экспериментально полученные кривые и отличаются от теоретических.

При исследовании процесса массообмена с поверхности камфарных шариков в стоячей звуковой волне ( $P=150-163$  дб) на частотах 11,5 и 18 кГц [61] была получена зависимость (рис. 21, *a*), хорошо совпадающая с расчетной. При этом все условия, при которых справедлива полученная формула, выдерживались довольно строго. В опытах тех же авторов с нафталиновыми шариками, помещенными в бегущую волну [33] при  $P=140-152$  дб,  $f=11, 18$  и 35 кГц, теоретическая частотная зависимость не соблюдается (рис. 21, *б*). Авторы объясняют это тем, что не всегда вы-

держивалось условие  $r \ll \lambda$ , а также наличием в бегущей волне «звукового ветра» (экартовского потока), скорость которого пропорциональна квадрату частоты.

Мы проводили исследования частотной зависимости процесса сушки в период постоянной скорости на капиллярно-пористых материалах. Керамические пластины и многослойные образцы из фильтровальной бумаги сушились в пучности скорости стоячей звуковой волны (при звуковом давлении в узле скорости 150—158 дб) на частотах 1—4 кгц. Отдельные зерна гранулированного силикагеля помещались в бегущую волну на частотах 6 и 18 кгц. Полученные данные показывают, что при соблюдении перечисленных требований частотная зависимость  $1/\sqrt{\omega}$  довольно хорошо соблюдается (рис. 22, а). Однако в работе [4] на губчатых образцах размером  $5 \times 5 \times 2$  мм, помещенных в пучность скорости на 10 мин (этот промежуток времени гораздо короче длительности первого периода сушки), влияния частоты в диапазоне 0,6—5,3 кгц ( $P=153$  дб) отмечено не было (рис. 22, б). По нашему мнению, этот результат можно объяснить высоким влагосодержанием образца (~550%), в связи с чем на начальной стадии сушки, по-видимому, происходило механическое удаление влаги, тем более, что губчатый полихлорвиниловый образец имел крупнопористую структуру и податливый скелет.

Если же обратиться к данным по сушке различных продуктов в полупроизводственных условиях, когда загружалось значительное количество материала, то картина частотной зависимости становится более сложной. Хотя из работ Буше трудно получить частотную характеристику процесса, так как в большинстве случаев одновременно с частотой меняется и уровень звукового давления, однако из работы [7] видно, что при сушке алюмогеля (с наличием влагосодержанием 90 кг/кг), перемещавшегося в звуковом поле на колеблющемся транспортере, процесс шел лучше на высокой частоте (48% влаги было удалено на частоте 1,2 кгц при звуковом давлении 154 дб, а на частоте 12 кгц — при  $P=143$  дб за то же время). Вообще, для промышленного использования Буше считает наиболее эффективным диапазон частот 6—10 кгц, в частности, для барабанной су-

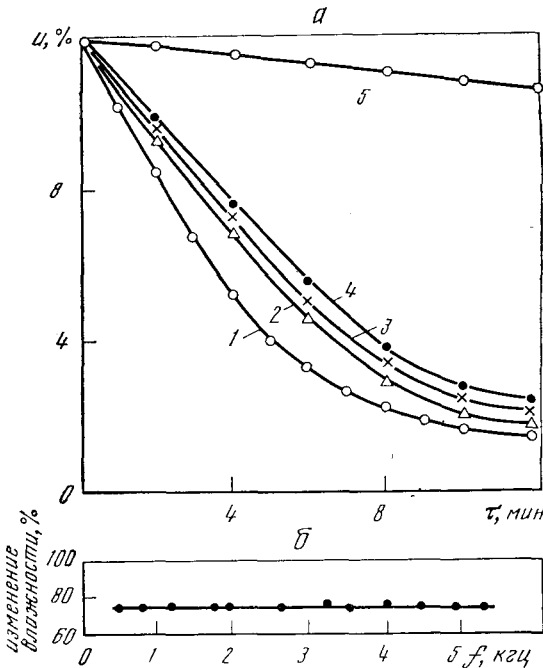
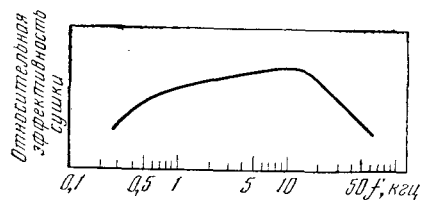


Рис. 22. Частотная характеристика акустической сушки

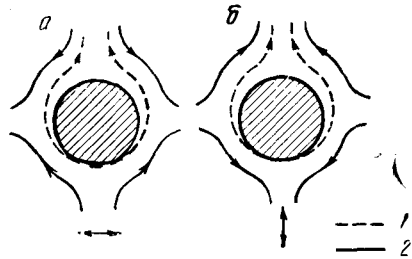
а — керамический диск,  $d=20$  мм, расположен в пучности скорости; 1 —  $f=1,1$  кгц; 2 —  $f=2,3$  кгц; 3 —  $f=3,2$  кгц; 4 —  $f=3,9$  кгц; 5 — конвективная сушка; б — губчатый образец

Рис. 23. Зависимость эффективности акустической сушки сахарного песка от частоты при постоянном звуковом давлении



**Рис. 24.** Схема направления конвективных и акустических течений

*a* — горизонтальное направление звуковых колебаний; *б* — вертикальное. 1 — конвективное течение; 2 — акустическое



шилки получена приведенная на рис. 23 зависимость относительной эффективности сушки мелкодисперсных материалов от частоты при постоянном уровне звукового давления [5]. К сожалению, автор работы не указывает, относится ли эта зависимость и к первому периоду сушки или только ко второму. Если для второго периода такой избирательный характер частоты довольно понятен (на низких частотах затухание в капиллярах мало, а на высоких — велико, но одновременно сильно возрастают и потери в среде), то в период постоянной скорости эту зависимость объяснить трудно.

Необходимо отметить, что и для процессов теплообмена характер влияния частоты довольно противоречив. Если в работе [63] получена зависимость, хорошо совпадающая с расчетной (33), то по данным работы [48], хотя они и указывают на тенденцию к снижению интенсивности теплоотдачи при повышении частоты ( $d < \lambda/2$ ) в соответствии с формулой (36), см. рис. 18, разброс экспериментальных точек весьма значителен. В некоторых работах [47] зависимость от частоты совсем отсутствует; так, при неизменной амплитуде колебательной скорости и десятикратном снижении частоты коэффициент теплоотдачи от цилиндрического нагревателя совершенно не изменился. По данным Кубанского [53] процесс ускоряется с ростом частоты (правда, незначительно, пропорционально частоте в степени 0,15), а, исходя из работы [67], при  $A \approx r$  на низких частотах наблюдается значительный рост плотности теплового потока.

Известно [9], что при испарении (диффузии) в условиях свободной конвекции возникают конвективные токи диффундирующего вещества, причем если молекулярный вес вещества больше молекулярного веса воздуха, то потоки направлены вниз, а в случае меньшего молекулярного веса (пар) — вверх. Аналогичные явления наблюдаются и при теплообмене, когда нагретый воздух поднимается вверх. Так как при воздействии звука у тела возникает своя система потоков, то конвективные и акустические потоки будут взаимодействовать между собой, особенно когда значение звукового давления близко к критическому. Таким образом, видимо, не безразлично, каково направление звуковых колебаний по отношению к направлению земного тяготения.

При горизонтальных колебаниях конвективные потоки пара (или нагретого воздуха) в нижней части сферы направлены в одном направлении с акустическими (рис. 24, *a*), а в верхней — навстречу друг другу. Очевидно, именно взаимодействие этих потоков образует над горизонтально расположенным нагретым цилиндром два вихря, названных термоакустическими потоками [68]. Появление вихрей такого рода, очевидно, возможно и в случае диффузионных потоков. При вертикальном направлении колебаний картина меняется (рис. 24, *б*): потоки, идущие в одном направлении, наблюдаются в верхних квадрантах, а встречные — в нижних. Визуальное наблюдение потоков у нагретого цилиндра показало, что при таком взаимном расположении источника звука и препятствия термоакустических потоков не образуется, но существует широкая зона

турбулентных течений [69]. Другими словами, направление колебаний существенно влияет на физику процессов и пограничный слой вблизи цилиндра. Вследствие того, что конвективные токи направлены вверх, в отсутствие звука локальные значения критерия Нуссельта в нижней части цилиндра существенно выше, чем в верхней, где движется нагретый воздух. Поэтому горизонтальное направление колебаний менее выгодно, так как оно увеличивает потоки в нижней части цилиндра, где теплообмен и так достаточно интенсивен. При вертикальном же направлении озвучивания происходит ускоренный отвод тепла в верхней половине цилиндра, где без звука он был незначительным. В результате, при вертикальном направлении колебаний общий теплообмен увеличивается, что и показано в работах [69, 70]. Так, при горении горизонтально расположенного цилиндра в вертикальном звуковом поле выгорание поверхности происходит не только на боковых частях, где набегают потоки, но и в верхней его части, где потоки складываются [70].

Хотя применительно к сушке подобные опыты никем не ставились, однако следует полагать, что физика процесса остается такой же, поэтому вертикальное направление звуковых колебаний более целесообразно, чем горизонтальное. Что касается проверки этого явления при испарении камфары [61] (см. рис. 17), то поскольку измерение уноса материала производилось в пяти точках в верхней части сферы, а молекулярный вес камфары гораздо больше кажущегося молекулярного веса воздуха, то, по-видимому, повышенный поток вещества в нижней части шара замечен не был.

Во всяком случае при выборе того или иного расположения образца и направления колебаний следует учитывать взаимное воздействие тех и других типов потоков.

## Глава 4

### МЕХАНИЗМ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ВО ВТОРОМ ПЕРИОДЕ СУШКИ

#### § 1. Влияние звуковых волн на диффузию

В ряде работ было показано, что влияние звукового поля может сказываться не только в первом, но и во втором периодах сушки, в частности, при удалении остаточной влаги из материалов с очень низкой влажностью (например, при подсушке сахарного песка) [5]. Однако механизм этого воздействия изучен совершенно недостаточно. К тому же все гипотезы носят умозрительный характер и зиждятся на возможности проникновения звуковых колебаний в микрокапилляры, заполненные жидкостью. Критика этих гипотез была дана в гл. 1. Правда, существует еще одна работа [71], в которой сделана попытка объяснить увеличение диффузии влаги в микрокапиллярах пульсацией газообразной фазы в порах и макрокапиллярах, уже освободившихся от влаги. Действительно, пульсация парогазовой смеси в капиллярах может привести к появлению потоков и, как следствие, к увеличению диффузии пара. Но каким образом этот процесс способствует вытеснению влаги из микрокапилляров к основанию макрокапилляра, где и осуществляется испарение, остается неясным.

Во всяком случае, трудно представить, чтобы в звуковом поле могла происходить миграция влаги в капилляре за время, сравнимое с периодом колебаний, как на это указывает работа [71].

Существующие гипотезы относительно механизма увеличения скорости перемещения влаги из внутренних слоев на поверхность не подвергались экспериментальной проверке, поэтому мы поставили ряд опытов, позволивших оценить влияние звуковых волн на диффузию влаги в твердом теле [36]. Так как плотность потока массы зависит не только от градиента влажности, но и от градиента температуры [см. формулу (2)], то чтобы обнаружить специфическое действие звука на перемещение влаги в порах или капиллярах необходимо было прежде всего устранить влияние побочных факторов. В связи с этим опыты ставились так, чтобы устранить возможность появления в исследуемом образце температурного градиента.

Чтобы получить возможность сопоставить величины диффузии при воздействии звука и без него, температура образца в обоих случаях поддерживалась постоянной.

Экспериментальные методы определения коэффициента диффузии, связанные с вычислением градиента концентрации, отличаются очень большой продолжительностью (в лучшем случае несколько суток), поэтому при звуковом воздействии они не могли быть использованы. В связи с этим применялся метод Ермоленко [72], который не требует столь большого времени для проведения опыта. Три пластины из глинисто-шамотной керамики (с капиллярами, средний размер которых около 4 мк) после пропитки дистиллированной водой плотно прижимались друг к другу с помощью оправки, служившей одновременно влагоизолятором боковых поверхностей пластин. Коэффициент диффузии определялся по кривой сушки образца путем измерения среднего влагосодержания всего образца и его средней части.

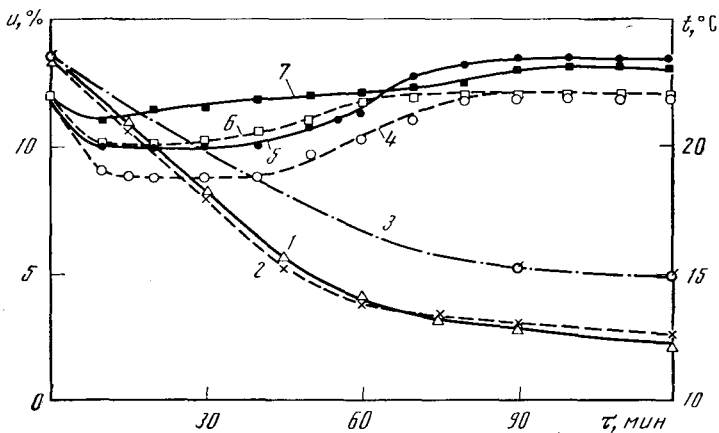
Расчетная формула для пластин имеет вид

$$a_m = \frac{du}{d\tau} \left\{ \frac{h^2 - h_1^2}{6 [\bar{u}_1(\tau) - \bar{u}(\tau)]} \right\}, \quad (44)$$

где  $du/d\tau$  — скорость сушки образца (% в час);  $h$  — половина толщины всего образца;  $h_1$  — половина толщины средней части;  $\bar{u}(\tau)$  — влагосодержание всего образца;  $\bar{u}_1(\tau)$  — влагосодержание его средней части.

Исследования проводились на двух частотах 1,4 и 2,3 кгц сравнением акустической сушки с конвективной при скорости воздуха, подбиравшейся так, чтобы обеспечивалась идентичность кривых сушки в первый период (рис. 25). Предполагалось, что если звук оказывает какое-либо специфическое действие и способен ускорить перемещение жидкости в капиллярах, то это скажется в различии кривых сушки в период падающей скорости, а, следовательно, коэффициенты диффузии в звуковом поле и без него окажутся разными.

При температуре окружающего воздуха 22° С и влажности  $\varphi=68\%$  изменение температуры образца в звуковом поле по сравнению с образцом при конвективной сушке не превышало 1° С. В этих условиях увеличения скорости диффузии не наблюдалось, изменения происходили в пределах точности измерений, причем некоторое увеличение скорости влагопереноса вполне может быть отнесено за счет указанного небольшого повышения температуры. Таким образом, экспериментальная проверка показала, что коэффициент диффузии не меняет своей величины в звуковом поле, если при этом не изменяется температура; этот же вывод следует и из теоретических предпосылок [55], так как коэффициент молекулярной диффузии зависит лишь от температуры и вязкости среды. С повышением температуры он увеличивается как за счет увеличения кинети-



**Рис. 25.** Влияние звуковых волн на влагопроводность керамического образца  
 Влагосодержание: 1 — среднее всего образца при акустической сушке ( $f=1,4$  кгц,  $P=159$  дб), 2 — то же, при конвективной,  $v=3,7$  м/сек, 3 — средней пластинки для обоих видов сушки; температура: 4 — на границе между средней и наружной пластинкой при конвективной сушке, 5 — то же при акустической, 6 — поверхности при конвективной сушке, 7 — то же, при акустической

ческой энергии молекул, так и косвенно, вследствие уменьшения вязкости.

Если же говорить о конвективной диффузии в звуковом поле, то она может происходить лишь при возникновении акустических потоков. Поэтому условием ее появления является возможность проникновения звуковой энергии в глубь капилляров. Из этого следует, что увеличение конвективной диффузии под влиянием звукового поля может наблюдаться лишь для материалов, имеющих поры или крупные макрокапилляры, размеры которых превышают толщину акустического пограничного слоя. Для мелких макрокапилляров и микрокапилляров, в которых вследствие вязкости движение не возникает, звуковые колебания вряд ли могут влиять на увеличение влагопереноса.

Теоретические значения коэффициента влагопроводности при акустической сушке для образцов различной формы (диск, плоскость, шар) приведены в работе [73]. Однако величина коэффициента, полученного по этим выражениям, по-видимому, никем экспериментально не проверялась.

## § 2. Термическое действие интенсивных звуковых волн

Хотя специфического действия звуковых волн в капиллярно-пористых материалах с размерами капилляров менее 5 мк не было обнаружено, однако это не значит, что звуковое поле не оказывает никакого действия на влагу во втором периоде сушки. В гл. 2 было показано, что при поглощении звука (особенно при высоких частотах и высокой плотности энергии) температура материала повышается, в результате чего диффузионный поток влаги заметно растет. Известно, что при повышении температуры материала возрастают и коэффициент диффузии, и коэффициент термовлагопроводности, однако чтобы поток влаги вследствие термовлагопроводности усиливал диффузионный поток, необходимо совпадение направлений градиентов влажности и температуры.

Некоторые авторы считают, что именно такой температурный градиент возникает не только в слое материала, обладающего крупными порами и макрокапиллярами [40], но и в отдельных частицах с микропористой



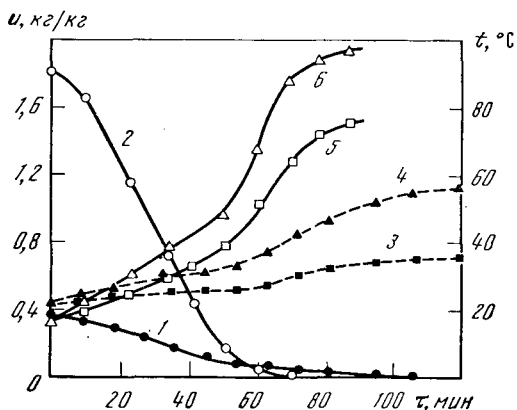
структурой. Вследствие большего поглощения звука в микрокапиллярах по сравнению с макрокапиллярами, поток влаги направлен из микрокапилляров в макрокапилляры, где и происходит испарение. Если бы удалось экспериментально подтвердить указанное предположение, то механизм акустического воздействия во втором периоде сушки в значительной мере прояснился.

Однако исходя из физических предпосылок, нам представляется невозможным сколько-нибудь заметное поглощение звуковой энергии при длине волны порядка нескольких или даже десятков сантиметров в микрокапиллярах с диаметром менее  $10^{-5}$  см. Звуковые колебания просто не могут проникнуть в поры, размеры которых в сотни и тысячи раз меньше толщины акустического пограничного слоя, поэтому существенный нагрев жидкости в микрокапиллярах из-за поглощения в них звука вряд ли возможен. Надо отметить, что авторы этой гипотезы сами указывают на невозможность проникновения колебаний в поры, размеры которых меньше  $10^{-3}$  см [40], что не мешает им, однако, утверждать, что температура в микрокапиллярах из-за поглощения звука выше, чем в макрокапиллярах.

Иначе обстоит дело, когда размеры капилляров одного порядка с  $\delta$  или больше. В этом случае звуковые волны сравнительно хорошо проникают внутрь материала и поглощаются там, осуществляя внутренний нагрев. Вследствие того, что выделение тепла происходит на границе газ—твердое тело в макрокапиллярах, полностью или частично освободившихся от влаги, то естественно, что температура материала существенно возрастает во втором периоде сушки и наиболее заметно проявляется в материалах с крупнопористой структурой. Поэтому сильный нагрев наблюдается в сыпучих материалах и сравнительно слабый в твердых пористых пластинах. В частности, это показывает сравнение сушки войлока, обладающего крупными макрокапиллярами [37], с силикагелем, имеющим микропористую структуру (рис. 26). Таким образом, утверждение [37], что: «... основной причиной ускорения сушки во втором периоде является локальный нагрев влажного воздуха в освобождающихся от влаги мелких капиллярах, обусловленный поглощением в них звуковой энергии. . .» представляется нам обоснованным лишь в том случае, когда речь идет о сравнительно крупных макрокапиллярах, а не о микрокапиллярах, в которых и содержится большая часть влаги в конце сушки.

По-видимому, увеличение коэффициента диффузии влаги в капиллярно-пористых материалах объясняется повышением температуры материала за счет поглощения части звуковой энергии в сравнительно крупных капиллярах. Так как коэффициент диффузии пропорционален абсолютной температуре жидкости в 14-й степени [9], то, несмотря на сравни-

Рис. 26. Кривые сушки и температуры крупнопористого (войлок) и микропористого материалов в звуковом поле при  $f=500$  гц,  $P=158$  дб,  $u=F(\tau)$   
 1 — силикагель, РСМ-6; 2 — войлок,  $t=F(\tau)$ ; 3 — силикагель, на глубине 5 мм; 4 — силикагель, на глубине 18 мм; 5 — войлок, на глубине 5 мм; 6 — войлок, на глубине 18 мм



тельно небольшое повышение средней температуры материала, диффузия может увеличиться довольно существенно. Так, увеличение температуры жидкости всего на  $2^{\circ}\text{C}$  приводит к повышению коэффициента диффузии на 10%. В звуковых полях высокой интенсивности температура материала в конце периода падающей скорости достигает  $30-50^{\circ}\text{C}$ , поэтому увеличение коэффициента диффузии может составлять 100—200%.

Влияние температуры на увеличение скорости диффузии косвенно подтверждают и опыты, описанные в предыдущем параграфе. Однако механизм увеличения влагопроводности материала вследствие поглощения звука нуждается еще в дополнительной экспериментальной проверке. Несмотря на увеличение коэффициента диффузии при поглощении звука в макрокапиллярах, отрицательный температурный градиент должен был бы снижать суммарный поток влаги. Но данные о возможной величине этого градиента отсутствуют, поэтому трудно судить о влиянии этого фактора.

### § 3. Смещение критической точки

Известно [9], что критическая влажность, отмечающая момент окончания периода постоянной скорости сушки и начало второго периода, соответствует переходу влаги в капиллярно-пористом теле из капиллярного состояния в «канатное», при котором влагопроводность резко снижается. Так как с повышением интенсивности сушки в первый период, разрыв между количеством влаги, испаряемой с поверхности и подводимой к ней из внутренних слоев, нагугает раньше (т. е. при более высокой средней влажности материала), то при традиционных способах сушки период постоянной скорости сокращается с увеличением скорости испарения.

Аналитическое выражение для первой критической влажности для пластины толщиной  $2h$  имеет вид

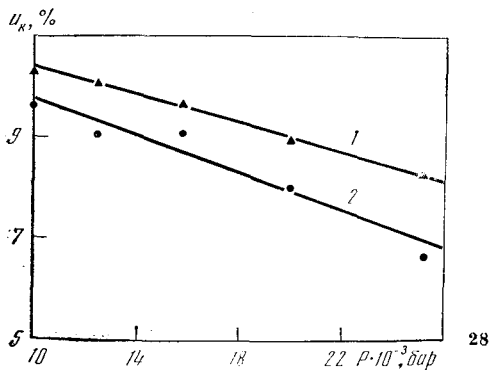
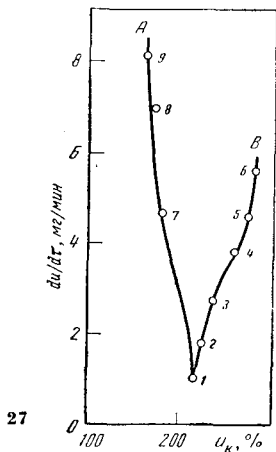
$$\bar{u}_k = 100 \left( u_n + \frac{ih}{3a\gamma_0} \right), \quad (45)$$

где  $\bar{u}_k$  — критическая влажность пластины;  $u_n$  — критическая влажность на поверхности;  $i$  — интенсивность сушки;  $a$  — коэффициент диффузии;  $\gamma_0$  — удельный вес сухого материала.

Таким образом, увеличение коэффициента диффузии (например, при повышении температуры материала) снижает критическую влажность, а увеличение интенсивности сушки (путем увеличения скорости воздуха или уменьшения его влажности) повышает ее. При исследовании акустической сушки на губчатых образцах с крупнопористой структурой [4] была обнаружена очень интересная особенность: при интенсификации процесса путем увеличения плотности звуковой энергии, критическая влажность не повышалась, а снижалась.

На рис. 27 приведены результаты этих исследований. Кривая *B* соответствует различным режимам конвективной сушки при изменении скорости воздуха от 2,8 до 75 л/мин, а кривая *A* — акустической сушке образца в пучности скорости при частоте 2 кгц и потоке воздуха при скорости 2,8 л/мин,  $t=20^{\circ}\text{C}$  и относительной влажности  $\varphi=58\%$ . Амплитуда колебательной скорости менялась при этом от 2,65 до 5,73 м/сек.

Снижение величины критической влажности авторы этой работы связывают с тем, что звуковые колебания интенсифицируют не только процесс испарения влаги, но одновременно влияют и на диффузию, поэтому баланс между количеством подводимой и удаляемой с поверхности влаги сохраняется до меньших значений влажности материала. Надо отметить, что снижение критической точки при акустическом методе — очень серьезное достоинство, говорящее в пользу этого способа сушки, так как



**Рис. 27.** Зависимость между скоростью сушки в период постоянной скорости и величиной критической влажности

Губчатый образец: А — акустический метод; В — с помощью воздуха. 1 — скорость воздуха  $v=2,8$  л/мин; 2 —  $v=13$  л/мин; 3 —  $v=25$  л/мин; 4 —  $v=25$  л/мин; 5 —  $v=50$  л/мин; 6 —  $v=75$  л/мин; 7 — амплитуда колебательной скорости  $V_0=2,65$  м/сек; 8 —  $V_0=4,75$  м/сек; 9 —  $V_0=5,73$  м/сек

**Рис. 28.** Изменение критической влажности керамической пластины при сушке ее акустическим методом,  $f=2,5$  кгц

1 — образец расположен параллельно по отношению к направлению колебаний; 2 — образец расположен перпендикулярно

продление периода постоянной скорости при высокой интенсивности сушки способствует сокращению длительности процесса и расхода энергии.

Мы провели опыты по проверке указанного явления при акустической сушке материалов с другой формой связи и при другой структуре образцов — на желатине, глинисто-шамотной керамике и силикагеле. Для керамической пластины диаметром 20 мм, помещенной в пучность скорости и различно расположенной по отношению к направлению колебаний, также была обнаружена тенденция к снижению критической влажности (рис. 28). Однако сопоставление акустического и конвективного методов сушки при комнатной температуре на желатине показало, что критическая влажность растет в обоих случаях. Это говорит об отсутствии увеличения влагопроводности в коллоидных материалах при воздействии звукового поля. Более того, при очень высокой скорости сушки в первый период образцы желатина толщиной более 2 мм быстро покрывались твердой корочкой, препятствующей дальнейшему удалению влаги [57]. Поэтому жесткие режимы акустической сушки для коллоидных материалов противопоказаны (исключение составляют тонкие пленки, например, фотоэмульсии). Полученный результат легко объяснить тем, что звуковые колебания не могут проникнуть внутрь образца (в гель из воздуха проходит ничтожная доля падающей звуковой энергии), вследствие чего ускоряется лишь испарение влаги с поверхности, тогда как диффузия, определяемая температурой образца, не меняется.

Для силикагеля с микрокапиллярами тоже не было отмечено понижения критической влажности; в пределах исследованных уровней звукового давления (измерения проводились в фокусе концентратора) критическая влажность менялась слабо, с тенденцией к повышению. Если учесть, что в силикагеле (в одиночных зернах) нагрев почти не происходит, а в керамической пластине наблюдается некоторый нагрев, то очевидно, что в капиллярно-пористых материалах смещение критической точки в область меньших значений влажности определяется возможностью

проникновения звуковой энергии в поры. Поэтому наибольший эффект должен наблюдаться для крупнопористых материалов (как в работе [4]); с уменьшением же пористости материала и среднего радиуса капилляра (керамическая пластина в наших опытах) это явление становится менее заметным. Исследование на силикагеле подтверждает это предположение.

## Глава 5

### ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ СУШКИ

Акустический способ сушки до сих пор находится в стадии экспериментальных исследований, а возможности этого нового метода изучены далеко недостаточно, однако появились сообщения о разработке и даже выпуске ряда лабораторных и полупромышленных сушильных установок. При этом характерно, что почти все основные конструктивные типы существующих сушилок были опробованы в «акустическом» варианте.

Ниже мы рассмотрим некоторые из этих устройств, не останавливаясь на особенностях применяемых в них источников звука, так как последние подробно описаны в первой книге настоящей монографии [74]. Интересующимся динамическими sireнами, которые тоже могут применяться в сушильных устройствах, можно рекомендовать работы [7, 75]. Здесь мы лишь укажем, что все источники, предназначенные для излучения в газовые среды, обладают сравнительно низким к. п. д. В частности, динамические sireны имеют к. п. д., не превышающий 30—35%, а мощные газоструйные излучатели — даже 25%. Учитывая довольно малую эффективность компрессоров, обеспечивающих излучатели сжатым газом (~60—65%), очевидно, что стоимость звуковой энергии весьма высока, и в настоящее время, к сожалению, нет надежд на возможность существенного увеличения эффективности таких источников звука. Поэтому целесообразность применения чисто звуковых методов упирается, главным образом, в недостаточную экономичность, о чем и будет сказано в конце главы.

#### § 1. Барабанные сушилки

Специфические особенности механизма акустической сушки (в первую очередь поверхностный характер воздействия звуковых волн на влажный материал и слабое проникновение колебаний в глубь, даже при материале с пористой структурой) заставляют конструкторов обращаться к таким устройствам, в которых обрабатываемый продукт хотя бы часть того времени, которое он находится в звуковом поле, был бы во взвешенном состоянии и непрерывно перемешивался. С этой точки зрения барабанная сушилка с лопастным механизмом, поднимающим продукт на некоторую высоту и затем сбрасывающим его на дно, — один из наиболее приемлемых вариантов для акустической обработки. По-видимому, из этих соображений именно барабанные сушилки и были использованы одними из первых для исследования акустического способа сушки [10], их же начали серийно выпускать в лабораторном варианте.

Сравнительно малое количество опубликованных данных не позволяет в настоящее время дать сколько-нибудь подробную характеристику барабанных сушилок, тем более, что об их эффективности существуют противоречивые мнения. Акустические сушилки барабанного типа отли-

чаются от обычных лишь наличием излучателя, создающего в камере звуковое поле высокой интенсивности. Как правило, в сушилках с непрерывным циклом работы излучатель бывает расположен в торце барабана, против того места, где находится загрузочный бункер, так что материал по мере движения перемещается по направлению к источнику звука. Возможность непрерывного пересыпания продукта и интенсивного звукового воздействия на взвешенные частицы дала повод авторам работы [75] утверждать, что для акустической сушки наиболее перспективна именно барабанная сушилка, а ряду исследователей использовать этот тип сушильного устройства для проведения опытов. Так, Хаксолл [77]

указал на возможность двухкратного ускорения сушки дробленой пшеницы в барабанной сушилке при средней интенсивности в камере 147 дб (частота 11 кгц). Несколько более скромные результаты он получил на кукурузных зернах [76] при звуковом давлении около 165 дб (рис. 29), что, по-видимому, следует отнести за счет более крупных частиц обрабатываемого продукта.

Схематически изображенная на рис. 30 сушилка имеет производительность около 20 кг/час при мощности акустического излучателя 100—300 вт и скорости вращения барабана, меняющейся в пределах от 15 до 60 об/мин [7]. Некоторые результаты, полученные на этом оборудовании при различных режимах работы, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты исследования сушки различных материалов в барабанной сушилке

Материал	Начальная влажность, %	Удаленная после обработки влага, %	Время обработки, мин	Температура внутри сушилки, °С	Частота звука, кгц	Уровень звукового давления, дб
Пищевой желатин	80	52,5	120	39	12	143
	80	18,8	120	39	—	Без звука
Дрожжевые таблетки	70	30	60	37	12	148
	70	10	60	37	—	Без звука
	70	18	60	25	12	148
Силикагель	80	79	90	45	12	146
	80	70	90	45	1,2	153
	80	51	90	45	9	142
	80	40	90	45	—	Без звука
Сахарный песок	1,59	98,6	20	50	12	152
	1,12	93,3	20	50	9	145
	1,79	97,3	20	50	1,2	153
	0,87	91,3	20	50	—	Без звука

Есть указания на то, что для более эффективной обработки продукта следует стремиться к созданию в барабане стоячей звуковой волны [5], причем желательнее использовать полуволновые барабаны. Буше получил

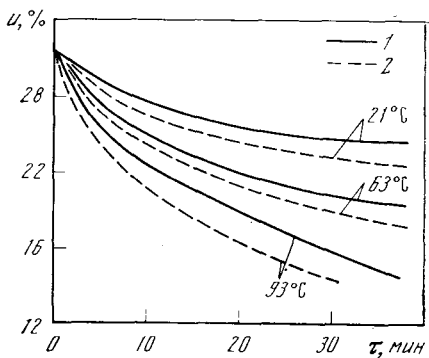


Рис. 29. Кривые сушки зерен кукурузы в барабанной сушилке при различной температуре воздуха ( $f=11,5$  кгц,  $P=165$  дб)

1 — конвективная сушка; 2 — со звуком

весьма неплохие результаты по сушке сахарного песка при весьма низких уровнях звука, не превышающих 143 дб; этот результат нам кажется весьма странным, особенно учитывая, что в других работах тот же автор [7] указывает на этот уровень, как на критический.

Буше работал с сушилками, через которые подавался не только сухой воздух, предназначенный для удаления выделившейся влаги, но и воздух, отработанный в сирене. Высокие скорости последнего приводят к взмучиванию и уносу не только высушенного продукта, но частично и влажного. Это создает большие неудобства, так как увеличиваются потери продукта, образуется пыль. Поэтому один из наиболее приемлемых методов снижения потерь материала состоит в использовании газоструйных излучателей, работающих с выбросом отработанного воздуха через отводной стакан таким образом, чтобы воздух не попадал в сушильную камеру. Приблизительно такие же барабанные сушилки были созданы в университете штата Коннектикут (США) [6] и в Акустическом институте АН СССР [78]. Учитывая, что при некоторых условиях газоструйные излучатели могут работать в эжекционном режиме, отработанный воздух может быть использован для транспортировки высушенного продукта [79].

Американская опытная сушилка с барабаном длиной 1,2 м и диаметром 20,3 см имеет производительность до 45 кг/час, в зависимости от особенностей обрабатываемого продукта. Излучатель фирмы «Branson», работающий на частоте 10,9 кгц, создает в сушильной камере стоячую звуковую волну с уровнем около 160 дб в пучности. В работе [6] сообщено также о разработке более производительной установки (до 230 кг/час),

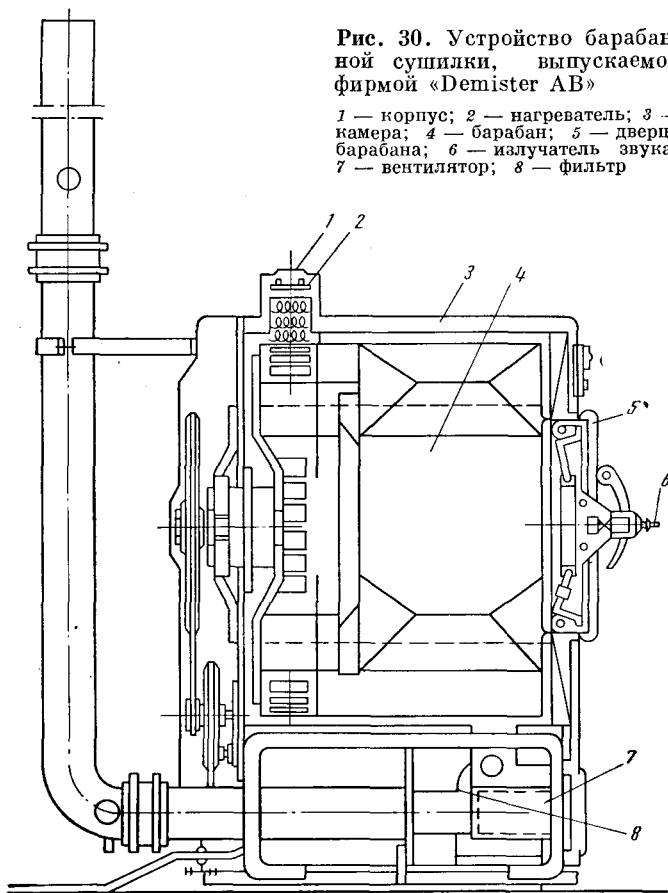


Рис. 30. Устройство барабанной сушилки, выпускаемой фирмой «Demister AB»

1 — корпус; 2 — нагреватель; 3 — камера; 4 — барабан; 5 — дверца барабана; 6 — излучатель звука; 7 — вентилятор; 8 — фильтр

предназначенной для сушки фармацевтических материалов, так как предварительные опыты показали весьма обнадеживающие результаты при сушке аскорбиновой кислоты (с начальной влажностью 8%) акустическим способом. Некоторые результаты по сушке сыпучих материалов в лабораторной барабанной сушилке приведены в табл. 4. Из этих данных следует, что звуковая энергия позволяет повысить производительность оборудования в среднем приблизительно в два раза.

Т а б л и ц а 4

Сушка сыпучих материалов в барабанной сушилке [6]

Материал	Начальная влажность, %	Конечная влажность, %	Время обработки, мин	Производительность, кг/час	Производительность без звука, кг/час
Древесная мука	5,5	1,53	3	40,8	16,8
Кристаллы лимонной кислоты	3,5	1,8	15	17,2	3,6
Тертый сыр	16,8	5,9	16,2	15,9	11,3
Угольный порошок	19,2	2,0	5	49,9	21,8
Порошкообразный нейтрализатор кислоты	15,1	6,0	15	12,2	6,8
Желатин	12,9	3,7	10,0	10,0	5,4
Кристаллические белки	9,8	6,4	120	2,3	0,9
Сажа	48,7	1,0	25	8,2	5,4
Порошковый полистирол	0,5	0,1	30	6,4	2,7
Оксид алюминия	0,5	0,2	5	25,4	14,5
Металлическая соль жирной кислоты	27,0	0,4	60	4,5	1,8
Рис	27,6	14,5	11	18,1	8,2

Основной недостаток барабанных сушилок состоит в низком коэффициенте заполнения объема, составляющем 3—16%. Этот недостаток особенно усугубляется при применении акустических устройств, так как при малом количестве материала звуковая энергия используется недостаточно эффективно. При этом в барабанах большого размера очень трудно создавать поле высокой интенсивности, которое, как мы видели, наиболее целесообразно при интенсификации сушки, особенно в случае обработки мелкодисперсных материалов.

## § 2. Туннельные сушилки

Поиски более рационального метода использования звуковой энергии и более высокого заполнения объема сушилки привели к созданию нескольких разновидностей сушилок туннельного типа. Впервые такое устройство для сушки листовых материалов предложил Буше [2]. Обрабатываемый лист протягивается в узком туннеле, верхняя и нижняя части которого равномерно заполнены газоструйными излучателями, помещенными в экспоненциальные рупора (рис. 31). Учитывая высокие уровни интенсивности звука на выходе из рупора и достаточно равномерное поле вдоль оси туннеля (что достигается применением общего удлиненного рупора в каждой линии), по-видимому, такое устройство позволяет обеспечить высокую производительность, однако, судя по опубликованным материалам, такая сушилка не была выполнена в металле и опробована, возможно, из-за большого расхода сжатого воздуха. Как видно из рис. 31, материал подвергается воздействию звуковых колебаний, главным обра-

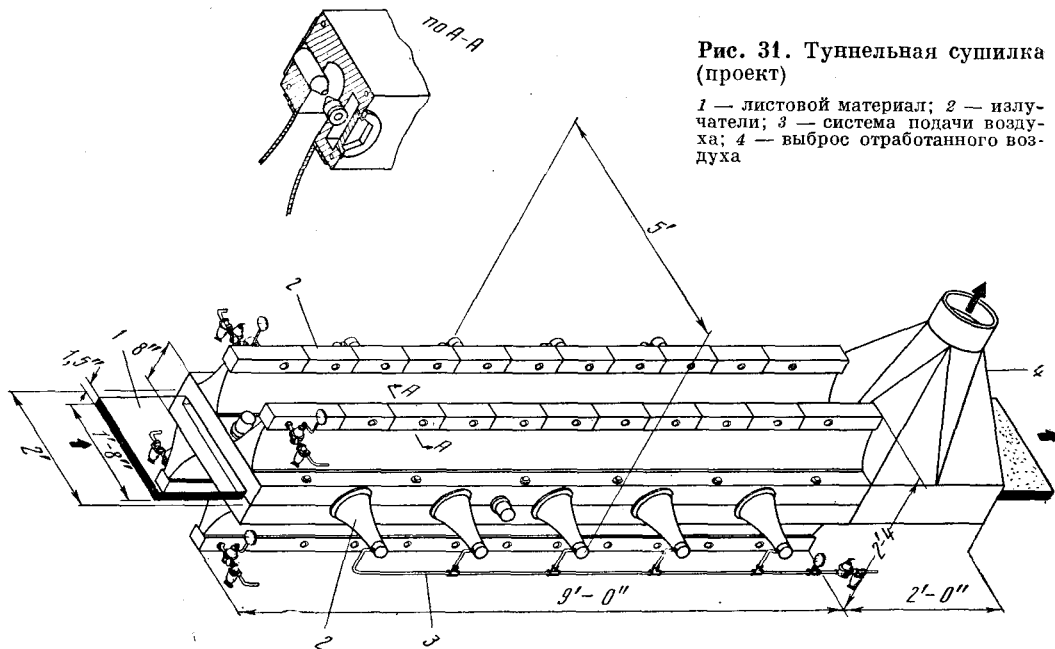


Рис. 31. Туннельная сушилка (проект)

1 — листовый материал; 2 — излучатели; 3 — система подачи воздуха; 4 — выброс отработанного воздуха

зом, в перпендикулярном направлении, однако для более полного использования звуковой энергии в некоторых случаях целесообразнее облучать обрабатываемый материал параллельно его поверхности, что и было сделано в опытах по интенсификации сушки бумажной ленты с полупроводниковым покрытием [78].

При сушке в туннельных сушилках сыпучих материалов обычно применяются вибрирующие транспортеры, позволяющие перемешивать и перемещать продукт вдоль туннеля. При этом излучатели могут располагаться как непосредственно над транспортером [5], так и под некоторым углом к движущемуся материалу [80]. По-видимому, наклон излучателя по отношению к поверхности обрабатываемой массы решающего значения не имеет, и с этой точки зрения обе рассматриваемые сушилки приблизительно равноценны. Однако учитывая большой объем сушилки конструкции Научно-исследовательского института химического машиностроения (НИИХИММАШ) [80], очевидно, что она имеет те же недостатки, которые отмечались для барабанной сушилки: при малом объеме, занимаемом обрабатываемым продуктом, средняя плотность звуковой энергии, определяемая объемом всей сушилки, невелика, поэтому расход энергии весьма значителен. Следует полагать, что именно этим обстоятельством и объясняется низкая производительность указанной сушилки.

Одной из разновидностей туннельной сушилки, предназначенной для обработки сыпучих материалов с размером зерен 3—5 мм, является скребковая сушилка АС-1 [81]. В этой установке процесс сушки разбит на два цикла, поэтому сушилка имеет два тороидальных туннеля. Материал поступал в бункер верхнего туннеля и перемещался по окружности с помощью скребков. Выравнивающий нож обеспечивал поддержание толщины слоя материала в заданных пределах (обычно около 20 мм). Излучатели типа ГСИ-4 [8] были расположены на верхней крышке туннеля, так что материал двигался под излучателями в кольцевой зоне шириной 300 мм (при наружном диаметре камеры 1500 мм). Верхняя камера предназначена для съема влаги в первый период сушки, она была оборудована пятью излучателями, равномерно распределенными по кольцевому



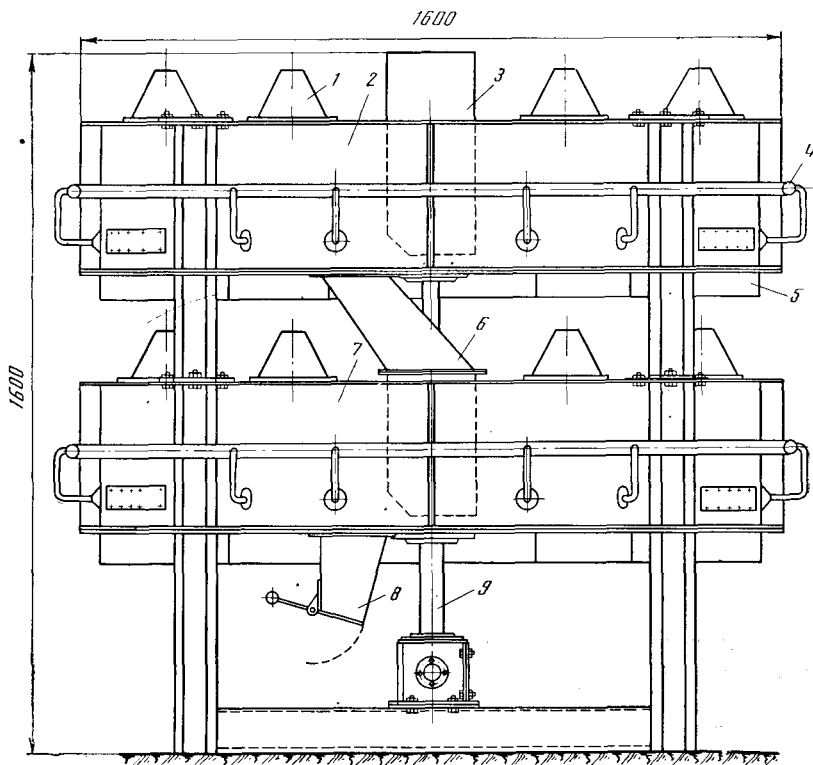


Рис. 32. Скребковая сушилка АС-1

1 — излучатели; 2 и 7 — верхняя и нижняя камеры озвучивания; 3 — загрузочный бункер; 4 — система подачи воды; 5 — короб для подачи воздуха; 6 — желоб для подачи материала в нижнюю камеру; 8 — разгрузочный бункер; 9 — вал

каналу. При установке излучателей на высоте 100 мм над материалом наибольшее значение звукового давления (непосредственно под генератором звука) достигало 166 дБ при неравномерности поля вдоль камеры около 15 дБ. Среднее звуковое давление в сушилке составляло 154 дБ. Из верхней камеры материал поступал в нижнюю, где досушивался. Для удаления более прочно связанной влаги целесообразно повышать уровень звука, поэтому в нижнем туннеле количество излучателей было увеличено до 7. Схема такой скребковой сушилки изображена на рис. 32. Средняя производительность устройства достигала около 200 кг/час.

### § 3. Сушилки с кипящим слоем и распылительные устройства

Сушилки с кипящим слоем имеют ряд преимуществ перед барабанными, поэтому в последние годы они завоевали признание. К числу этих преимуществ прежде всего относятся более высокая интенсивность сушки, больший коэффициент заполнения объема, возможность сепарации сухих частиц. Все преимущества сохраняются и для сушилки с применением звуковой энергии. Более того, в сушилках с кипящим слоем благодаря сравнительно высокой проникающей способности звука в слой обрабатываемого материала звуковая энергия используется более полно. Однако не следует забывать, что в сушилках с кипящим слоем вследствие чрезвычайно выгодных условий гидродинамического воздействия воздуха на

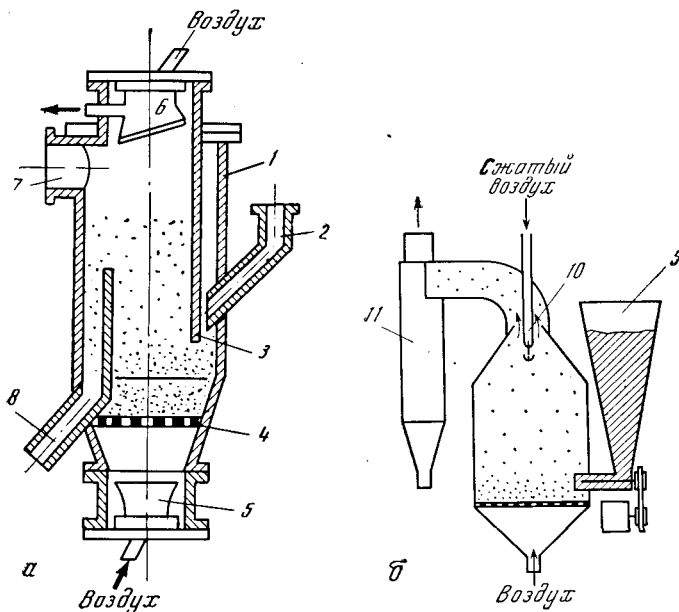


Рис. 33. Сушилки с кипящим слоем

*a* — сушилка конструкции НИИХИММАШ: 1 — корпус, 2 — подача влажного материала, 3 — перегородка, 4 — колосниковая решетка, 5 — излучатель, 6 — излучатель с мембраной, 7 — выброс воздуха, 8 — разгрузка материала; *б* — сушилка конструкции ВНИИНСМ: 9 — загрузочный бункер, 10 — излучатель, 11 — циклон

взвешенные частицы, процесс сушки протекает весьма эффективно и без интенсифицирующего действия звуковых колебаний, поэтому, естественно, что возможности акустического метода проявляются здесь существенно слабее.

По-видимому, впервые массообмен в кипящем слое при воздействии звуковых (низкочастотных) колебаний был осуществлен в работе [51], где проводилась возгонка нафталина с поверхности шариков размером 3—6 мм при слое до 20 мм. Авторы отмечали, что в присутствии звука ожигение слоя происходило при более низких скоростях воздуха, причем пористость слоя составляла около 0,5, в зависимости от высоты слоя и соотношения между колебательной скоростью и скоростью воздуха (обычно соотношение составляло  $V_0 \approx 10-20 v_{\text{возд}}$ ). Коэффициент массопередачи в основном зависел от уровня звукового давления, и выигрыш за счет воздействия звуковых колебаний составлял немногим более 100%, причем при ожигенном слое выигрыш за счет влияния звука оказывался меньше, чем для спокойного слоя.

На рис. 33, *a* показана сушилка с кипящим слоем, разработанная в НИИХИММАШ [80]. Воздух, обеспечивающий взвешенное состояние материала, подается через одну из статических сирен, служащих для воздействия на кипящий слой звуковыми колебаниями. Отличительной особенностью конструкции является использование звука не только для сушки продукта, но и для уменьшения пылеобразования, в результате акустической коагуляции аэрозолей. Чтобы отработанный в излучателях воздух не влиял на режим работы сушилки, звук от сирен в сушильную камеру передавался через разделительные мембраны. Экономичность таких сушилок, по-видимому, оказалась низкой, что связано с низкой эффективностью использования звуковой энергии (разделительные мембраны поглощают более 50% падающей на них энергии, колосниковая решетка, через которую проникает звук вместе с воздухом от нижнего излучателя,

тоже задерживает часть энергии), вследствие чего они не нашли промышленного применения.

Более экономичной следует признать сушилку конструкции Всесоюзного научно-исследовательского института новых строительных материалов (ВНИИНСМ) [82], в которой озвучивание осуществляется непосредственно газоструйным излучателем, расположенным в верхней части сушильной камеры (рис. 33, б). Применение в сушилке излучателя ГСИ-4, обладающего эжектирующим действием, позволяет осуществлять транспортировку высушенного продукта за счет отработанного в излучателе воздуха; более тяжелые влажные частицы находятся в нижней части камеры, у решетки, тогда как сухие поднимаются в верхнюю часть, где и подхватываются эжектируемым потоком. Сухой продукт высаживается в циклоне. Подобное устройство может работать и без подачи дополнительного воздуха через решетку, так как при высоких интенсивностях звука, создаваемых ГСИ-4, взмучивание продукта происходит и вследствие звукового воздействия. Естественно, что создание кипящего слоя за счет подачи нагретого воздуха существенно повышает производительность установки (табл. 5).

Т а б л и ц а 5

Результаты низкотемпературной сушки в акустической сушилке с кипящим слоем [82]

Материал	Влагосодержание, %/кг		Температура, °С	Производительность сушилки, кг/час
	в начале	в конце		
Песок кварцевый	0,037	0,0080	23	11,5
Хлористый калий	0,033	0,0032	23	7,5
	0,030	0,0033	30*	21,0
	0,019	0,0030	23	25,0
	0,003	0	23	24,0

\* С подачей нагретого воздуха.

Похожая сушилка в свое время была предложена Буше [10], однако кипящий слой обеспечивался не звуковыми колебаниями и не воздухом, а при помощи вибратора, а сушка осуществлялась звуком, создаваемым газоструйным излучателем. Для материалов, окисляющихся в воздухе, обработка звуком проводилась через звукопроницаемую мембрану, а отсос выделяющейся влаги — вакуумным насосом. Результаты сушки некоторых коллоидных материалов, проведенной на таких установках [4], показаны на рис. 34.

Так как при сушке одним из самых важных параметров, влияющих на процесс удаления влаги как в первый, так и во второй период, является интенсивность звука, то особый интерес представляют такие сушилки, в которых удастся создать весьма высокие уровни звукового давления, превышающие, скажем, 170—172 дб. Вследствие того, что уровень звука пропорционально снижается с удалением от источника звука (газоструйные излучатели в отсутствие рефлекторов и рупоров создают поле, близкое к сферическому [59]), то, естественно, что для получения возможно более высокой плотности звуковой энергии можно воспользоваться двумя путями: 1) использовать ближнюю зону излучателя; 2) применить концентраторы, собирающие всю излученную энергию в сравнительно узкий пучок.

Первый способ [83] был реализован в своеобразной разновидности распылительной сушилки, причем в качестве форсунки использовался сам газоструйный излучатель. Раствор подавался в зону генерации звука

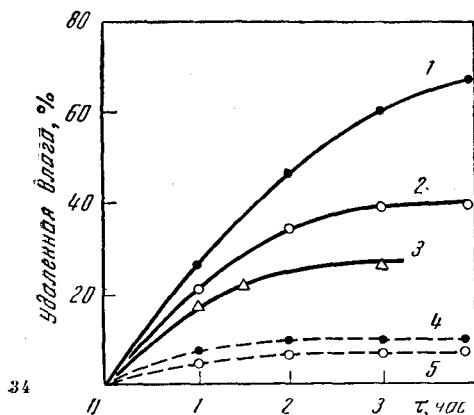


Рис. 34. Кривые сушки коллоидных материалов

В звуковом поле: 1 — коллоидная гидроокись металла,  $f=10$  кгц, 2 — карбоксиметилцеллюлоза,  $f=34$  кгц, 3 — паста  $TiO_2$ ,  $f=9,5$  кгц; без звука: 4 — коллоидная гидроокись металла, 5 — карбоксиметилцеллюлоза

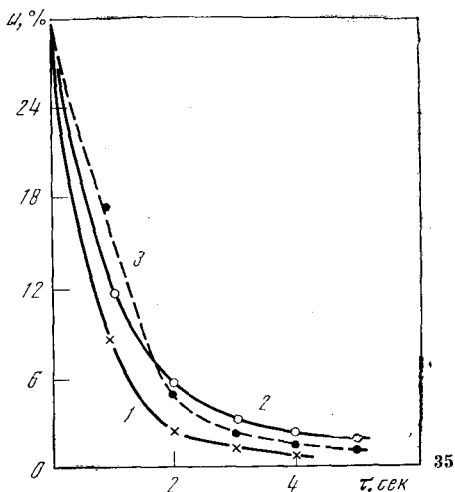


Рис. 35. Кривые сушки эмульсионного полистирола в многофокусной пневмотранспортной сушилке при неизменном расходе воздуха

1 — один свисток и один инжектор; 2 — два инжектора; 3 — один свисток в двойном концентраторе и один инжектор

либо через центральный стержень генератора звука [5], либо снаружи воздушной струи, вблизи от кольцевого сопла так, что ударные волны, возникающие в генераторе, не только распыляли раствор, но и обеспечивали высокую интенсивность испарения образующихся капель [83]. Буше указывает, что в распылительном устройстве скорость сатуризации сахара возрастает от 3 до 10 раз. К сожалению, автор не приводит данных по производительности распылительных сушилок.

Второй путь — использование концентраторов, направленный на увеличение времени пребывания обрабатываемого материала в поле высокой интенсивности, был применен нами в своеобразной пневмотранспортной сушилке, которая представляла собой несколько эллиптических концентраторов, соединенных между собой переходными рупорами и трубопроводами. В одном из фокусов каждого такого концентратора располагался газоструйный излучатель типа ГСИ-5, поэтому продукт, подаваемый в сушилку, в каждом концентраторе два раза проходил через зону высокой интенсивности (в первом и во втором фокусах). В этом случае на частоте 18—19 кгц удалось при сравнительно небольшом расходе воздуха (около  $0,25$  м<sup>3</sup>/мин на каждый излучатель) получить уровни, достигающие 176—177 дб, что в бегущей волне соответствует интенсивности, превышающей  $40$  вт/см<sup>2</sup>.

В такой сушилке скорость удаления влаги возрастает во много раз за счет большой скорости движения продукта по трубопроводу, а также в результате воздействия интенсивных звуковых колебаний, однако при высокой начальной влажности продукта для достижения конечной влажности, составляющей доли процента, приходится использовать несколько (3—4) последовательно включенных концентраторов. Сушка мелкодисперсных продуктов (например, эмульсионного полистирола) занимает несколько секунд. Результаты, полученные на сушилке подобного рода, приведены на рис. 35. В настоящее время трудно определить, являются ли высокие скорости сушки следствием высоких скоростей по-

тока, транспортирующего материал, или влияния ударных волн, воздействующих на влажные частицы.

Скорее всего, здесь играют роль оба фактора. Однако этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

#### § 4. Опыты по сушке различных материалов

Хотя большая часть экспериментов проводилась на модельных материалах, однако в ряде работ начинают появляться данные об акустической сушке продуктов, представляющих интерес для промышленности. Некоторые результаты сушки таких материалов приведены в табл. 3 и 4. Сопоставление скорости сушки акустическим и другими известными методами показывает, что звуковое поле позволяет существенно интенсифицировать процесс, особенно для материалов, которые не могут обрабатываться при высоких температурах, высоких скоростях воздуха (например, из-за уноса мелкодисперсного материала), т. е. при жестких режимах сушки.

Для примера на рис. 36 приведены результаты сушки силикагеля различными способами [10]. Из рисунка видно, что вся адсорбционная влага (при влагосодержании материалов  $0,25 \text{ кг/кг}$ ) удалялась в звуковом поле ( $f=8 \text{ кгц}$ ,  $P=152 \text{ дб}$ ) за  $15 \text{ мин}$ , тогда как при конвективной сушке ( $t=92^\circ \text{ C}$ ) за то же время было удалено всего 20% содержащейся влаги.

В работе [10] сообщалось, что гормональные препараты, не выдерживающие нагрева свыше  $40^\circ \text{ C}$ , сушились в звуковом поле в три раза быстрее (за  $20 \text{ мин}$ ), чем при существующих способах сушки. Эти опыты проводились на сушилке с низкочастотным вибратором, обеспечивающим непрерывное перемешивание материала, и при частоте звукового поля  $8 \text{ кгц}$ . В работе отмечается, что на частоте  $33 \text{ кгц}$  процесс сушки длился вдвое дольше. Некоторые результаты сушки различных продуктов приведены в работе [10]. Часть материалов сушилась при непосредственном озвучивании, а часть — при обработке через разделительную мембрану. Из работы следует, что акустическая сушка целесообразна лишь для сравнительно тонких слоев. С повышением высоты обрабатываемого слоя скорость удаления влаги резко падает.

Аналогичное явление наблюдалось нами на коллоидных материалах [57]. Опыты проводились на образцах желатина, залитых в формочки различной высоты и помещенных в пучность скорости стоячей звуковой волны ( $f=2,1 \text{ кгц}$ , звуковое давление в узле скорости  $162 \text{ дб}$ ). Результаты этих опытов приведены на рис. 37. С понижением толщины коллоидного слоя до десятых долей миллиметра (толщина фотэмульсии на киноплёнке) время сушки сокращается до  $3-4 \text{ мин}$ , причем в диффузном поле ориентация влажного слоя относительно источника звука не сказывается на скорости удаления влаги. Это позволяет осуществлять сушку киноплёнки, намотанной на кассете с шагом  $2-4 \text{ мм}$ , причем кассеты расположены перпендикулярно к оси излучения. При  $f=6,6 \text{ кгц}$ ,  $P=160 \text{ дб}$  и  $t=17^\circ \text{ C}$   $35\text{-мм}$ , киноплёнка МЗ-2 полностью высыхала за  $4-5 \text{ мин}$ , тогда как в существующих сушилках при обдуве плёнки воздухом, нагретым до  $35^\circ \text{ C}$ , этот процесс длится около  $12 \text{ мин}$ .

В работе [78] приведены результаты акустической сушки самых разнообразных материалов, начиная с бумаги, покрытой полупроводниковой эмульсией, и кончая формами точного литья. Последние покрываются суспензией, которая в производственных условиях сушится в течение  $8 \text{ час}$  при обдуве теплым воздухом или за  $4 \text{ час}$  в атмосфере аммиака. Опыты, проведенные в Акустическом институте АН СССР на моделях размером  $70 \times 30 \times 15 \text{ мм}$  при четырехкратном нанесении суспензий (этилсиликат 40%, ацетон 40%, вода 20%, маршалит 72% от веса жидкой

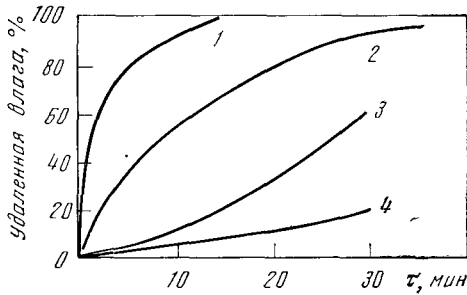


Рис. 36. Сравнение акустического способа сушки силикагеля с вакуумным и конвективным

1 — звук ( $f=8$  кГц,  $P=152$  дБ); 2 — звук ( $f=8$  кГц,  $P=147$  дБ); 3 — нагретый воздух ( $t=92^\circ\text{C}$ ); 4 — вакуум

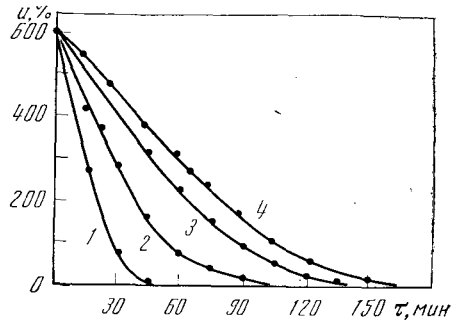


Рис. 37. Кривые сушки желатина в звуковом поле ( $f=2,1$  кГц,  $P=162$  дБ)

1, 3 — образцы расположены в пучности звукового давления; 2, 4 — в узле. Толщина образца 2 мм (1, 2) и 5 мм (3, 4)

фазы), показали, что общее время сушки в звуковом поле с уровнем 154—156 дБ при температуре 22—24° С составляет 2 час. Высушенные таким методом образцы имели прочность на изгиб 30—34 кг/см<sup>2</sup>, что удовлетворяет технологическим требованиям к керамическим формам.

При удалении бензина из пленки невулканизированной резины оказалось необходимым на начальной стадии обработки использовать пониженные уровни звукового давления (150—154 дБ), так как при большой интенсивности жидкий слой клея может деформироваться акустическими потоками. После загустения клея уровень звука может быть доведен до 157—161 дБ. Наши опыты по сушке двух типов резинового клея показали, что акустический способ позволяет сократить время этой операции в 3—4 раза.

Авторы работы [4] проводили исследования, главным образом, на капиллярно-пористых листовых материалах с высоким начальным влагосодержанием. Сушка осуществлялась в стоячей звуковой волне на частоте 2 кГц, при давлении в пучности около  $1,3 \cdot 10^4$  бар. Для удаления выделяющейся влаги в сушилке создавался воздушный поток с объемной скоростью 2,25 л/мин. Результаты сушки, полученные при таких условиях, приведены в табл. 6.

Таблица 6

Сравнение эффективности акустической сушки различных материалов

Материал	Влагосодержание, кг/кг	Температура воздуха, °С		Продолжительность сушки, мин		Выигрыш во времени	Скорость сушки в период постоянной скорости, мг/мин		Увеличение скорости сушки в звуковом поле
		конвективная сушка	акустическая сушка	конвективная сушка	акустическая сушка		конвективная сушка	акустическая сушка	
Петр	5,6	23—23,5	20,7	622	46	13,5	0,6981	9,1924	13,2
Асбест	0,6	23—23,5	21,6	400	40	10,0	0,6038	9,2460	15,3
Кожа	0,57	23—23,5	21,3	503	65	7,7	0,5325	6,4965	12,2
Бумага	0,97	23—23,5	21,9	726	112	6,5	0,5925	5,7511	9,7
Древесина	0,68	23—23,5	20,8	530	140	3,8	0,5028	4,2280	8,4
Мел	0,96	23—23,5	21,2	384	32	12,0	0,7130	8,7316	12,2

## § 5. Сушка мелкодисперсных материалов

Приведенные данные показывают, что в первый период сушки, особенно при высокой влажности материала, акустический метод позволяет весьма существенно интенсифицировать процесс удаления влаги. Во втором периоде выигрыш во времени уменьшается, но и здесь он остается достаточно заметным, чтобы можно было говорить о преимуществах акустического способа. Однако эти преимущества проявляются лишь для сравнительно тонких или дисперсных материалов, на которых следует остановиться особо, так как на них, наряду с воздействием акустических потоков, начинает сказываться влияние и пульсационной составляющей скорости.

Теоретическое решение задачи о массообмене в звуковом поле предполагало выполнение условия  $A < d$ , так как только в этом случае существует аналитическое выражение для скорости потоков, возникающих при взаимодействии волны с частицей. Когда  $A \geq d$ , вопрос о конфигурации потоков и об их влиянии на пограничный диффузионный слой может быть в настоящее время решен лишь экспериментальным путем. Однако качественно можно оценить вклад потоковой и пульсационной составляющей на основании соотношения (38) при приближении величины смещения к радиусу препятствия. Очевидно, что по мере увеличения амплитуды колебаний влияние пульсационной составляющей будет возрастать.

Так как при высоких уровнях звукового давления на частотах, применяемых при акустической сушке (1—15 кгц), амплитуды колебаний оказываются довольно значительными (при  $P=166$  дб на граничных частотах этого диапазона амплитуды смещения составляют соответственно 2,25—0,15 мм), то для частиц, которые не вовлекаются на этих частотах в колебательный режим, наряду с уносом массы, определяемым стационарным потоком, начинает проявляться влияние пульсационного члена. Согласно [27], такими частицами на частоте 1 кгц являются аэрозоли, размеры которых превышают 5 мк, а на частоте 15 кгц — 1,5 мк, т. е. по существу, любые мелкодисперсные материалы, нуждающиеся в сушке. Поэтому следует полагать, что с увеличением амплитуды колебаний при переходе за уровень 156—158 дб, скорость сушки мелкодисперсных продуктов должна расти быстрее, чем по линейному закону [как это следует из (33)]. Поскольку надежных экспериментальных данных нет, это заключение следует считать гипотетическим, однако целесообразность применения высоких уровней не вызывает сомнений. Так, сушка суспензионного полистирола с частицами размером 8—600 мк (при начальном влагосодержании 30 кг/кг), проведенная нами в барабанной сушилке, показала, что необходимая конечная влажность 0,8—0,9% может быть достигнута при температуре окружающего воздуха 19° С и влажности  $\varphi=59-63\%$  за 40 мин, при уровне звукового давления 155—156 дб. Более мелкие фракции (до 160 мк) высыхают до требуемой влажности приблизительно за 30 мин. Опыты же по сушке того же материала при более высоких уровнях звука, описанные в § 3 настоящей главы, показывают существенно более высокие скорости сушки, хотя частично это объясняется влиянием интенсивного потока воздуха, транспортирующего частицы через акустические концентраторы.

При сушке аммиачной селитры с начальной влажностью ~1% в барабанной сушилке при  $P=158$  дб [78] фракции с частицами менее 1 мм выносились в циклон уже через 10 мин (при этом их влажность снизилась до 0,15%), в то время как фракция с размером частиц 1—2 мм требовала для сушки по крайней мере вдвое большего времени. Опыты показали, что при начальной влажности 0,57% аммиачная селитра с частицами, не превышающими 2 мм, может быть высушена в акустической барабан-

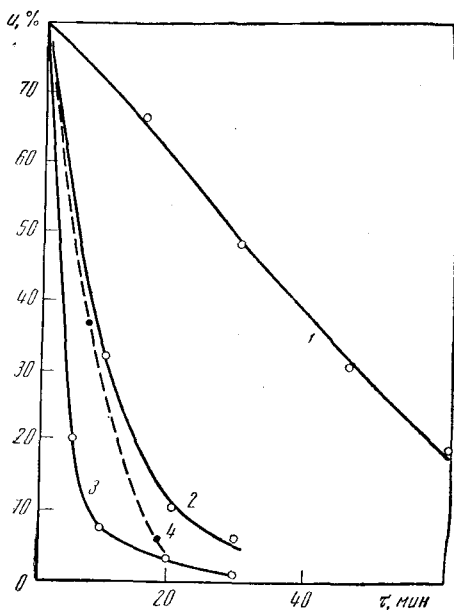


Рис. 38. Кривые сушки глюконата кальция акустическим методом ( $f=6,8$  кгц)

В слое: 1 —  $P=153$  дб; 2 —  $P=157$  дб; 3 —  $P=160$  дб; 4 — в барабанной сушилке,  $P=158$  дб

ной сушилке до влажности 0,1% за 20 мин при нормальной температуре, тогда как без звука такая же скорость сушки может быть обеспечена лишь при температуре подаваемого воздуха 95° С.

На рис. 38 приведены графики сушки глюконата кальция с начальным влагосодержанием около 80 кг/кг. При неподвижном слое материала требуемая конечная влажность продукта (2,5%) может быть достигнута при  $P=160$  дб за 20 мин, однако при этом температура в слое толщиной 25 мм повышается до 50° С. В барабанной сушилке тот же эффект может быть получен при меньшем уровне звука (158 дб) и более низкой температуре материала ( $t=30-32$ ° С).

Таким образом, проведенные исследования показывают, что по интенсивности сушки акустический способ обладает несомненными преимуществами перед другими методами. Однако его применение ограничивается высокой стоимостью звуковой энергии и низкой эффективностью ее использования.

Можно произвести ориентировочный расчет энергии, необходимой для сушки некоторых продуктов акустическим методом. Так, в работе [5] указано, что при подсушке сахарного песка в барабанной сушилке при мощности излучателя 25 Вт и производительности 13,8 кг/час влагосодержание его менялось от 0,0038 до 0,0004 кг/кг. В идентичных условиях сушки, но без звука конечное влагосодержание составляло 0,0016 кг/кг. Произведем расчет затрат звуковой энергии. Очевидно, что за счет влияния звукового поля в 1 час выделялось  $13,8(0,0016-0,0004)=0,0166$  кг воды при затратах энергии 25 Вт·час, или 17 ккал. Таким образом, на выпаривание 1 кг воды тратилось около  $10^3$  ккал, тогда как удельная теплота парообразования (при комнатной температуре) составляет около  $0,59 \cdot 10^3$  ккал, т. е. приблизительно вдвое меньше. При традиционных способах сушки в сушилках барабанного типа расход энергии тоже составляет  $(1-1,5) \cdot 10^3$  ккал/кг, т. е. столько же, как и при акустической сушке. Однако необходимо учитывать, что мы брали в расчет расход звуковой энергии в чистом виде, предполагая, что к. п. д. излучателя звука составляет 100%. На самом же деле он, как правило, не превышает 25%. Поэтому реальные затраты энергии при акустической сушке приблизительно в 3—4 раза превышают затраты при традиционных способах.

Проведенные нами расчеты затрат энергии при сушке целого ряда других материалов показывают, что во всех случаях полученное выше соотношение может несколько увеличиваться, но никогда не уменьшается. Да это было бы и странно, если бы затраты энергии при испарении 1 кг воды оказались меньше удельной теплоты парообразования. Таким образом, можно заключить, что расход звуковой энергии при сушке приблизительно равен затратам энергии при обычных способах. Реальные же затраты определяются к. п. д. применяемого излучателя. Поэтому до тех пор, пока не будут изысканы методы повышения к. п. д. излучателей, работающих в газообразных средах, хотя бы до 50%, акустический спо-



соб сушки будет слишком дорогим, чтобы он мог быть применен в очень широких масштабах.

По нашему мнению акустический метод в настоящее время может быть рекомендован лишь для сравнительно небольшого числа трудносохнувших и дорогих материалов, при производстве которых некоторое удорожание сушки не имеет существенного значения и может быть скомпенсировано безопасностью технологического процесса, возможностью получения продукции нужного качества и другими положительными особенностями метода.

## § 6. Комбинированные методы сушки с применением звуковой энергии

Учитывая высокую стоимость звуковой энергии и возможность интенсификации процессов сушки другими методами, интересно рассмотреть одновременно действие звука и других физических факторов, таких как температура, высокочастотное электромагнитное поле и т. п.

На рис. 29 были показаны кривые, характеризующие одновременное действие горячего воздуха и звука в барабанной сушилке при сушке зерен кукурузы. Из кривых ясно, что дополнительный нагрев материала может существенно увеличить производительность оборудования, но с повышением температуры относительная эффективность звукового воздействия падает. Аналогичные явления наблюдались нами при сушке этилцеллюлозы [60], глюконата кальция и других материалов.

Большое количество работ по совмещению акустического и других методов сушки было проведено во Всесоюзном научно-исследовательском институте новых строительных материалов (ВНИИНСМ). В качестве образцов использовались модельные капиллярно-пористые материалы, такие как глинисто-шамотная керамика, песок и другие. В работе [84] проводилось сопоставление конвективного и акустического методов при температурах подаваемого воздуха 20, 70 и 140° С. Нагретый воздух подводился через газоструйный излучатель. При снятом резонаторе сушка осуществлялась конвективным способом; с резонатором излучатель обеспечивал у сушащейся керамической пластины поле со звуковым давлением около 160 дб. Комбинированный метод при температуре 20° С повышал скорость сушки в 2,5 раза против конвективной, при 70° С выигрыш составлял 120%, а при 140° С — всего 40%.

На рис. 39 приведены кривые сушки кварцевого песка с начальным влагосодержанием около 21% при контактном, акустическом и комбинированном методах. Комбинированный метод позволяет в 4,5 раза ускорить процесс при приблизительно двухкратном снижении температуры материала [85]. Кривые сушки показывают, что при акустическом и комбинированном методах отсутствует начальный участок прогрева материала (во всяком случае, при слое материала сравнительно небольшой толщины), который отчетливо наблюдается при контактной сушке. Однако если учесть, что акустический метод целесообразен именно для тонких образцов и при слоях дисперсных материалов, не превышающих 25—30 мм, то отсутствие фазы разогрева можно считать характерной особенностью этого способа.

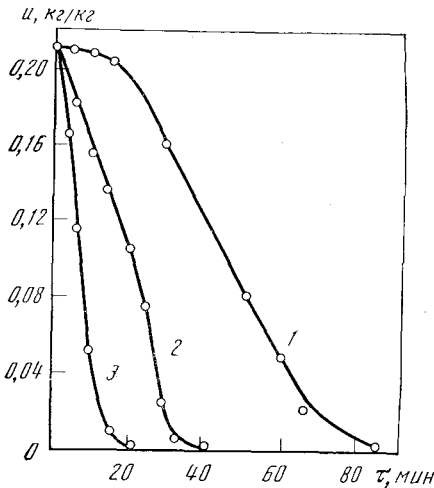
Наличие температурного градиента, направленного навстречу градиенту влажности, может до некоторой степени снижать скорость сушки при совместном действии горячего газа и звукового поля. Поэтому наиболее рационально сочетать акустический и высокочастотный методы сушки [86]. Первый интенсивно удаляет влагу с поверхности сушащегося материала, а высокочастотный нагрев влаги внутри образца способствует ускоренной подаче ее на поверхность. При таком сочетании методов повышается теплопроводность и термовлагопроводность материала.

Проверка комбинированного метода и сравнение его с акустическим и высокочастотным, действующими по отдельности, была выполнена на керамической пластине диаметром 110 мм и толщиной 24 мм [87]. На рис. 40 приведены кривые сушки и температуры материала.

В первый период скорость акустической сушки выше, чем при высокочастотной, но, начиная с влагосодержания 0,104 кг/кг, скорости изменяются. Комбинированный метод удачно сочетает преимущество одного способа в первом периоде и другого — во втором. Возникновение в материале положительного градиента температуры (около 8° на 1 см толщины) и увеличение вследствие этого диффузии влаги приводит к повышению интенсивности сушки на 30—90% по сравнению с акустическим (в зависимости от влажности материала) и на 60—30% по сравнению с высокочастотным. Правда, при этом температура образца с 32° С при акустической сушке повышается до 78° С, но она все же существенно отличается от температуры при высокочастотном методе (96° С).

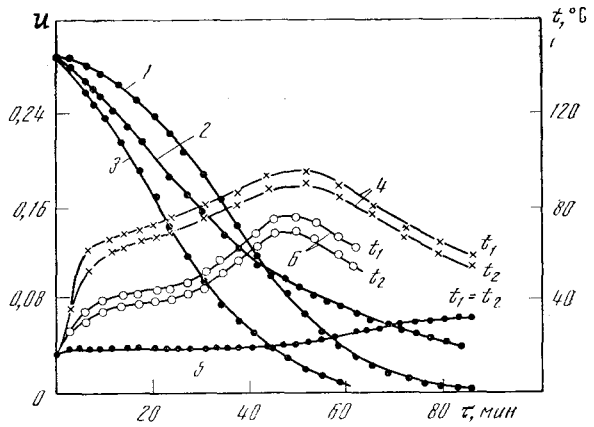
Сравнение акустической сушки с инфракрасной проводилось на асбесте [85] и глинисто-шамотной керамике [35]. Если опыты ставились таким образом, чтобы температура материала на конечной стадии при обоих методах была одной и той же, то скорость сушки при воздействии звукового поля ( $f=7$  кгц,  $P=158$  дб) оказалась приблизительно в три раза выше. Сравнение комбинированного метода сушки при одновременном действии и звуковой волны, и инфракрасного облучения на 12-миллиметровую керамическую пластину размером 115 мм, показало, что выигрыш по времени при приблизительно одинаковой температуре материала составляет 100%.

Кривые сушки и температуры образца при различном уровне звукового давления и постоянной температуре поверхности инфракрасного излучателя ( $t=390^{\circ}$  С) в процессе сушки комбинированным методом приведены на рис. 41. Следует отметить, что при инфракрасной сушке в указанном режиме работы нагревателя температура материала в конце второго



39

Рис. 39. Сравнение акустического и контактного методов сушки кварцевого песка  
1 — контактный метод,  $t=70^{\circ}$  С; 2 — акустический,  $f=6,8$  кгц,  $P=168$  дб,  $t=25^{\circ}$  С; 3 — комбинированный,  $P=168$  дб,  $f=6,8$  кгц,  $t=40^{\circ}$  С



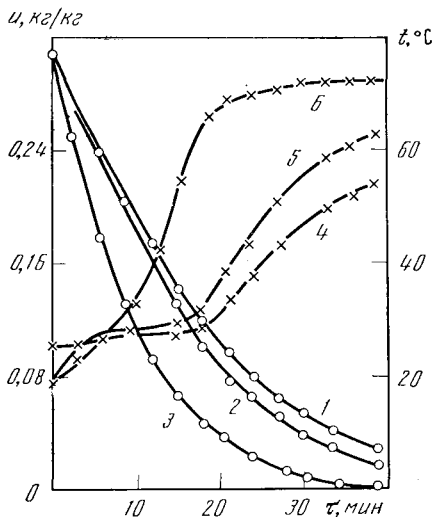
40

Рис. 40. Сравнение акустического и высокочастотного методов сушки керамического образца

Кривые сушки: 1 — высокочастотный метод, 2 — акустический, 3 — комбинированный; температурные кривые: 4 — высокочастотный метод, 5 — акустический, 6 — комбинированный;  $t_1$  — температура в середине образца;  $t_2$  — на поверхности

**Рис. 41.** Комбинированный (акустический и инфракрасный) метод сушки керамической пластины

Температура поверхности инфракрасного излучателя  $390^{\circ}\text{C}$ . Кривые сушки (1—3) и температуры (4—6) при различных уровнях звукового давления: 1, 4 —  $165\text{ дб}$ ; 2, 5 —  $156\text{ дб}$ ; 3, 6 —  $168\text{ дб}$



периода достигает  $140^{\circ}\text{C}$ , тогда как при комбинированном методе она существенно ниже и составляет  $71^{\circ}\text{C}$  (при  $P=163\text{ дб}$ ), что приблизительно соответствует нагреву пластины в звуковом поле при указанной плотности звуковой энергии.

\* \* \*

Проведенный обзор экспериментальных и теоретических работ по вопросам акустической сушки показал, что процесс в первый период определяется в основном скоростью акустических течений, возникающих у поверхности обрабатываемого материала. Особенностью этих течений является малая толщина пограничного слоя ( $50\text{—}100\text{ мк}$ ), в результате чего акустические течения значительно эффективнее обычного воздушного потока.

Во второй период процесс интенсифицируется в результате нагрева, обусловленного поглощением звука в порах и капиллярах материала, радиус которых больше толщины пограничного слоя. При сушке материала в слое возможен нагрев обрабатываемого продукта на  $20\text{—}40^{\circ}\text{C}$  (в зависимости от уровня звукового давления), однако этого можно избежать, применяя метод взвешенного слоя или пневмотранспортные сушилки. Акустическая сушка эффективна для мелкодисперсных и термочувствительных материалов (полистирол, фармацевтические препараты и т. п.).

Основная задача заключается в создании рациональных конструкций сушилок, в которых будет обеспечена высокая интенсивность звуковой энергии ( $10\text{—}20\text{ вт/см}^2$ ) при минимальных экономических затратах.

Применение акустической сушки в сочетании с такими методами, как высокочастотный, инфракрасный или конвективный, может привести к существенному повышению производительности оборудования.

1. E. Brun, R. M. G. Boucher. Research on the Acoustic Air-Jet Generator: A New Development. — *JASA*, 29, 5, 163, 1957.
2. R. M. G. Boucher. Industrial Applications of Airborne Ultrasonics. — *Ultrasonic News*, 2, 4, 8, 1958.
3. R. M. G. Boucher. Drying by Airborne Ultrasonics. — *Ultrasonic News*, 3, 2, 8, 1959.
4. K. Seya, M. Kawamura. The Drying of Solid by Intense Sound Wave. — *J. Inst. Electr. Commun. Engrs Japan*, 48, 11, 12, 1964, 1965 (см. перевод, ВИНТИ, № 59599/6).
5. R. M. G. Boucher. Method of Drying Sugar Crystals With Acoustic Energy and a Gas. Пат. США, кл. 34—4, № 3175299, 1961.
6. R. Soloff. Sonic Drying. — *JASA*, 34, 5, 961, 1964.
7. R. M. G. Boucher. Ultrasonics in Processing. — *Chem. Engng*, 68, 20, 83, 1961.
8. Ю. Я. Борисов, В. Н. Гинин, Н. М. Гынкина. Разработка и исследование струевого газоструйного излучателя ГСИ-4. — *Акуст. ж.*, 11, вып. 2, 140, 1965.
9. А. В. Лыков. Теория сушки. Госэнергоиздат, 1950.
10. R. M. G. Boucher. Ultrasonics Boosts Heatless Drying. — *Chem. Eng.*, 66, 23, 151, 1959.
11. P. Greguss. Drying by Airborne Ultrasonics. — *Ultrasonic News*, 5, 3, 7, 1961.
12. K. Altenburg. Der Einfluss des Ultraschalls auf die Flüssigkeitsstruktur. — *Kolloid-Z.*, 116, 3, 170, 1950.
13. Г. А. Остроумов. К теории акустического ветра. — *Акуст. ж.*, 8, вып. 1, 138, 1962.
14. C. Eckart. Vortices and Streams Caused by Sound Waves. — *Phys. Rev.*, 73, 1, 68, 1948.
15. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. Изд-во «Наука», 1966.
16. E. N. Andrade. On the Circulation Caused by the Vibration of Air in a Tube. — *Proc. Roy. Soc.*, A134, 445, 1931.
17. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. К вопросу о потоках, вызванных стоячей звуковой волной. — *Акуст. ж.*, 11, вып. 1, 35, 1965.
18. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. ИЛ, 1956.
19. J. M. Andres, U. Ingard. Acoustic Streaming at Low Reynolds Numbers. — *JASA*, 25, N 5, 932, 1953.
20. J. M. Andres, U. Ingard. Acoustic Streaming at High Reynolds Numbers. — *JASA*, 25, N 5, 928, 1953.
21. Hungarian Progress in Ultrasonics. — *Textile Rec.*, 73, 866, 91, 1955.
22. P. Greguss. Szonokemia. Budapest, 1955.
23. Ю. Я. Богуславский, О. К. Экнадцосянц. О физическом механизме распыления жидкостей акустическими колебаниями. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 1, 17, 1969.
24. R. J. Priem. Breakup of Water Drops and Sprays with a Shock Wave. — *Jet Propulsion*, 27, 10, 1084, 1957 (см. перевод: Вопросы ракетной техники, 3, 36, 1958).
25. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. Физматгиз, 1959.
26. Ю. Г. Статников. Микропотоки у газового пузырька в жидкости. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 3, 464, 1967.
27. O. Brandt, H. Freund, E. Hiedemann. Zur Theorie der akustischen Koagulation. — *Kolloid-Z.*, 77, 1, 103, 1936 (см. перевод: Акустическая коагуляция аэрозолей. Госхимиздат, 1961).
28. Н. Н. Долгополов, С. Г. Симонян, Ю. Я. Борисов. Кинетика акустической сушки капиллярно-пористых материалов. — *ИФЖ*, 9, 6, 741, 1966.
29. W. K. Fortman. Liquid Fuel Propellant. Пат. США, кл. 116—137, N 3117551, 1964.
30. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. Измерение толщины пограничного слоя при наличии звукового поля. — *Акуст. ж.*, 12, вып. 3, 372, 1966.
31. D. J. R. Low, J. W. Hodgins. The Effect of Acoustic Turbulence on Mass Transfer at a Column Wall. — *Canad. J. Chem. Engng*, 41, N 6, 241, 1963.
32. J. E. McCormick, T. M. Walsh. Ultrasonic Convective Cooling. — *IEEE Internat. Convent. Rec.*, 12, 2, 282, 1964.
33. А. П. Бурдуков, В. И. Елчин, В. Е. Накоряков. Некоторые вопросы массообмена в ультразвуковом поле. — В сб. «Кинетика горения ископаемых топлив». Новосибирск, 1965, стр. 97.
34. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Современные представления о механизме акустической сушки. Доклады VI Всесоюз. акуст. конф. М., 1968, P-IV—2.

35. Н. Н. Долгополов, С. Г. Симонян. Акустическая и комбинированная сушка. — Сборник трудов ВНИИНСМ, 2 (10), 14, 1965.
36. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Влияние акустических колебаний на сушку капиллярно-пористых материалов. — ИФЖ, 13, 5, 735, 1967.
37. В. В. Каменкович, Е. П. Медников. К вопросу о механизме акустической сушки капиллярно-пористых материалов. — Акуст. ж., 13, вып. 3, 450, 1967.
38. Рэлей. Теория звука, т. 2. Гостехиздат, 1955.
39. Л. Беранек. Акустические измерения. ИЛ, 1954.
40. В. В. Каменкович, А. С. Железнов, Е. П. Медников. Кинетика и механизм акустической сушки капиллярно-пористых материалов. — ИФЖ, 13, 5, 743, 1967.
41. В. П. Константинов. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. — ЖТФ, 9, вып. 226, 1939.
42. P. D. Richardson. Influence of Sound Upon Local Heat Transfer from a Cylinder. — JASA, 36, 12, 2323, 1964.
43. J. P. Holman, T. P. Mott-Smith. The Effect of Constant Pressure Sound Fields on Free-Convection Heat Transfer from a Horizontal Cylinder. — J. Aerospace Sci., 26, 3, 188, 1959.
44. P. J. Westervelt. Effect of Sound Waves on Heat Transfer. — JASA, 32, 3, 337, 1960.
45. J. P. Holman. The Mechanism of Sound Field Effects on Heat Transfer. — J. Heat Transfer, 82C, 4, 393, 1960.
46. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. О критическом уровне звукового давления для процессов тепло-массообмена, протекающих при воздействии акустических колебаний. — Акуст. ж., 14, вып. 2, 190, 1968.
47. R. M. Fand, E. M. Peebles. A Comparison of the Influence of Mechanical and Acoustical Vibrations on Free Convection from a Horizontal Cylinder. — Trans. ASME, 84C, 3, 268, 1962 (см. перевод: Теплопередача, 3, 88, 1962).
48. R. M. Fand, J. Kaye. The Influence of Sound on Free Convection from a Horizontal Cylinder. — Trans. ASME, 83C, 2, 133, 1961 (см. перевод: Теплопередача, 2, 36, 1961).
49. R. M. Fand. Mechanism of Interaction Between Vibrations and Heat Transfer. — JASA, 34, 12, 1887, 1962.
50. R. M. Fand. Comments on «Influence of Sound upon Local Heat Transfer from a Cylinder». — JASA, 38, 2, 370, 1965.
51. J. W. Hodgins, T. W. Hoffman, D. C. Pei. The Effect of Sonic Energy on Mass Transfer in Solid Gas Contacting Operations — Canad. J. Chem. Engng, 35, 6, 48, 1957.
52. П. Н. Кубанский. Течения у нагретого твердого тела в стоячей акустической волне. — ЖТФ, 22, вып. 4, 585, 1952.
53. П. Н. Кубанский. Влияние акустических течений на процесс конвективного теплообмена. — Акуст. ж., 5, вып. 1, 51, 1959.
54. C. T. Walker, C. E. Adams. Thermal Effects of Acoustic Streaming Near a Cylindrical Obstacle. — JASA, 31, 6, 813, 1959.
55. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1954.
56. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. К вопросу об акустической сушке в стоячей звуковой волне. — Акуст. ж., 8, вып. 1, 129, 1962.
57. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Опыты по сушке коллоидных материалов в стоячей звуковой волне. — Акуст. ж., 12, вып. 1, 107, 1966.
58. Б. Н. Стадник, М. Ф. Казанский. Влияние звука на интенсивность сушки капиллярно-пористых тел. — В сб. «Исследование тепло- и массообмена в технологических процессах и аппаратах». Минск. Изд-во «Наука и техника», 1966, стр. 240.
59. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Исследования высокочастотных газоструйных излучателей. — Ультразвуковая техника, 5, № 4, 5, 1967.
60. Ю. Я. Борисов. Интенсификация процессов сушки в акустическом поле. — В сб. «Применение ультразвука в химико-технологических процессах». М., 1960, стр. 190.
61. А. П. Бурдуков, В. И. Елчин, В. Е. Накоряков. О переносе массы в звуковом поле. — ПМТФ, 6, 2, 62, 1965.
62. А. П. Бурдуков, В. Е. Накоряков, В. И. Елчин. Горение угольного цилиндра в поле акустических колебаний. — В сб. «Кинетика горения ископаемых топлив». Новосибирск, 1965, стр. 77.
63. А. П. Бурдуков, В. Е. Накоряков. Теплообмен от цилиндра в звуковом поле при числах Грасгофа, стремящихся к нулю. — ПМТФ, 6, 1, 119, 1965.
64. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. Влияние звука на процессы тепло-массообмена в газовых средах. — ИФЖ, 13, 3, 353, 1967.

65. А. П. Бурдуков, Е. Г. Зауличный, В. Е. Накоряков. Теплоотдача от цилиндра в звуковом поле. — Изв. Сиб. отд. АН СССР, серия техн. наук, 6, вып. 2, 94, 1965.
66. T. W. Jackson, K. R. Purdy. Resonant Pulsating Flow and Convective Heat Transfer. — Trans. ASME, 87C, 4, 507, 1965 (см. перевод: Теплопередача, 4, 93, 1965).
67. Н. В. Калашников, В. И. Черников. Исследование теплообмена между вибрирующими подогревателями и вязкими жидкостями. — ДАН СССР, 119, № 4, 735, 1958.
68. R. M. Fand, J. Kaye. Acoustic Streaming Near a Heater Cylinder. — JASA, 32, 5, 579, 1960.
69. R. M. Fand, J. Kaye. The Influence of Vertical Vibrations on Heat Transfer by Free Convection from a Horizontal Cylinder. — Internat. Developm. in Heat Transfer. N. Y., v. 2, N 58, 490.
70. А. П. Бурдуков. Исследование массо- и теплопереноса в звуковом поле. Канд. дисс. Новосибирск, 1964.
71. С. Г. Симонян, Н. Н. Долгополов. О механизме тепло- и массообмена при акустической сушке. — Труды ВНИИНСМ, 8 (16), 55, 1966.
72. В. Д. Ермоленко. Новый метод определения коэффициента диффузии влаги во влажных материалах. — ИФЖ, 5, 10, 70, 1962.
73. P. Greguss. The Mechanism and Possible Applications of Drying by Ultrasonic Irradiation. — Ultrasonics, 1, 2, 83, 1963.
74. Ю. Я. Борисов. Газоструйные излучатели звука гартмановского типа. Физика и техника мощного ультразвука, книга 1. «Источники мощного ультразвука». Изд-во «Наука», 1967.
75. T. F. Hueter, R. H. Volt. Sonics. N. Y. 1955.
76. А. Г. Чижигов, М. В. Тютерев, Н. Я. Иванов. Применение акустической энергии для сушки сельскохозяйственных продуктов. — Механиз. и электриф. соц. хоз., 2, 57, 1966.
77. C. C. Hicksoll. Ultrasonics in Food Processing. — Agricult. Engng, 44, 4, 10, 1963.
78. Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина. Опыты по акустической сушке. — Ультразвуковая техника, 5, № 3, 38, 1967.
79. Ю. Я. Борисов, В. Н. Гинин. Акустическая барабанная сушилка. Авт. свид. № 184651 — 1967 г.
80. Т. И. Машкова. Акустическая сушка материалов. — В сб. «Применение ультразвука в химико-технологических процессах», М., 1960, стр. 196.
81. Ю. Я. Борисов, В. Н. Гинин, И. Л. Глизбург. Акустическая сушилка для низкотемпературной сушки сыпучих материалов. — В сб. «Применение ультразвука в технологии машиностроения», вып. 8, 129. М., 1964, стр. 129.
82. С. Г. Симонян. Низкотемпературная сушка сыпучих материалов. — Труды ВНИИНСМ, вып. 2 (10), 34, 1965.
83. W. K. Fortman. Apparatus for the Acoustic Treatment of Liquids. Пат. США, кл. 239—102, № 3070313, 1962.
84. Н. Н. Долгополов, С. Г. Симонян, Б. И. Артамонов. Сопоставление акустической и конвективной сушки. — ИФЖ, 13, 4, 575, 1967.
85. Ю. Я. Борисов, Н. Н. Долгополов, С. Г. Симонян. Сопоставление акустического, контактного и инфракрасного методов сушки. — Акуст. ж., 11, вып. 3, 394, 1965.
86. Н. Н. Долгополов, Л. Д. Розенберг, С. Г. Симонян, Ю. Я. Борисов. Способ сушки капиллярно-пористых материалов. Авт. свид. кл. 82а, 121, № 175890, 1965.
87. С. Г. Симонян, Н. Н. Долгополов. О комбинированной акустической и высокочастотной сушке капиллярно-пористых материалов. — ИФЖ, 10, 4, 542, 1966.

ЧАСТЬ X

**КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ**

*Н. Л. Широкова*

## Часть X

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	643
Глава 1. Виды коагуляции аэрозолей . . . . .	643
Глава 2. Воздействие звукового поля на аэрозольные частицы . . . . .	644
§ 1. Увлечение аэрозольных частиц в звуковом поле . . . . .	645
§ 2. Радиационное давление . . . . .	646
§ 3. Дрейфы аэрозольных частиц . . . . .	649
§ 4. Гидродинамические силы . . . . .	650
§ 5. Прочие гипотезы о природе акустической коагуляции . . . . .	653
Глава 3. Экспериментальные исследования акустической коагуляции аэрозолей . . . . .	654
§ 1. Общие закономерности процесса коагуляции . . . . .	654
§ 2. Элементарные акты взаимодействия частиц аэрозоля в звуковом поле . . . . .	656
§ 3. Изучение взаимодействия частиц аэрозоля с помощью скоростной киносъемки . . . . .	658
Глава 4. Поточковый механизм взаимодействия частиц в звуковом поле . . . . .	666
§ 1. Роль микропотоков в процессе взаимодействия частиц в звуковом поле . . . . .	667
§ 2. Сближение и захват частиц в звуковом поле . . . . .	672
§ 3. Осаждение частиц и агрегатов . . . . .	675
Глава 5. Промышленное применение акустической коагуляции аэрозолей . . . . .	676
Литература . . . . .	678



## ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений активного воздействия ультразвука на вещество является акустическая коагуляция аэрозолей. Способность звуковых колебаний вызывать укрупнение мельчайших частиц, взвешенных в воздухе, была обнаружена еще на раннем этапе изучения особенностей мощного ультразвука [1]. Дальнейшие исследования в Англии, Германии и Советском Союзе были направлены на выяснение природы наблюдаемого эффекта. В результате возник целый ряд гипотез о механизме акустической коагуляции, но ни одна из них полностью не объяснила процесса. Проведенные теоретические исследования подтвердили интенсифицирующее воздействие звука на пыле-туманоулавливание, и это стимулировало в 40-х годах интерес к промышленному применению звуковой энергии.

Создание в США мощных звуковых генераторов типа сирен явилось предпосылкой успешного осаждения газовой сажи, цементной пыли, сернокислого тумана, летучей золы и других аэрозолей. Вслед за США в 50-х годах начались работы по коагуляции промышленных пылей в СССР, Польше, Японии, Франции и других странах. В настоящее время в связи с актуальностью проблемы тонкого пылеулавливания круг применения акустического метода очистки газов расширяется (форсуночная сажа, буровая пыль, дымовые газы, окись цинка, цементная пыль). Параллельно с внедрением метода акустической коагуляции в промышленность продолжается изучение физической природы процесса. Особенно много таких исследований выполнено в Советском Союзе. Подробное изложение содержания основных работ по выяснению механизма акустической коагуляции и практическому использованию коагуляции и осаждения аэрозолей содержится в книге Е. П. Медникова [2]. Там же приведена исчерпывающая библиография по данному вопросу. Поскольку проблема в целом освещена в указанной книге достаточно полно, здесь мы ограничимся лишь кратким обзором основных этапов изучения физической природы акустической коагуляции аэрозолей, обратив основное внимание на исследование элементарных актов взаимодействия аэрозольных частиц в звуковом поле как основы процесса коагуляции.

### Глава 1

#### ВИДЫ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

Явление слипания или слияния дисперсных частиц носит название коагуляции. Этот сложный процесс является предметом физической химии, а точнее механики аэрозолей [3, 4].

В процессе коагуляции мельчайших частиц можно выделить ряд основных моментов: 1) сближение частиц; 2) осаждение одних частиц на других, или образование агрегатов; 3) прочность образовавшихся агрегатов, или слипаемость частиц; 4) осаждение агрегатов.

Сближение частиц может быть вызвано самыми различными причинами (броуновское движение, наличие градиента скорости в движущейся среде, турбулизация потока, электрическое взаимодействие частиц, гидродинамическое взаимодействие и т. д.). В соответствии с этими причинами коагуляция носит различные названия: броуновская, градиентная, коагуляция в турбулентном потоке и пр. Эти факторы, определяющие начало коагуляции, влияют также на все последующие этапы процесса. Так, коэффициент инерционного осаждения частиц различен в случае ламинарного и турбулентного потоков. Поляризующее действие электрического поля приведет к изменению эффективности соударения частиц.

Одним из видов коагуляции является акустическая коагуляция. Возможны два подхода к рассмотрению вопроса об этом виде коагуляции аэрозолей.

Первый подход к проблеме — рассмотрение различных воздействий звукового поля на аэрозольные частицы и оценка этих воздействий с точки зрения ускорения процесса, причем в зависимости от наиболее интенсифицирующего воздействия принимается та или иная гипотеза о механизме процесса. Поскольку в озвучиваемом аэрозоле наблюдается большое количество разнообразных эффектов, то причиной акустической коагуляции на разных этапах изучения этого явления считали то один, то другой из них. Предлагались, например, ортокинетическая гипотеза, радиационная, гидродинамическая и пр. Следуя этому общепринятому подходу, мы в гл. 2 рассмотрим вопрос о влиянии звукового поля на поведение аэрозольных частиц и дадим оценку различным гипотезам о природе акустической коагуляции.

Второй подход заключается в выяснении роли звукового поля в протекании всех названных стадий коагуляции. В дальнейшем мы попытаемся проследить влияние звука на процесс коагуляции именно в таком плане, т. е. выясним, за счет чего происходит сближение частиц в звуковом поле, каков в этом случае коэффициент захвата частиц, влияет ли звуковое поле на прочность образующихся агрегатов и что способствует осаждению агрегатов.

## Глава 2

### ВОЗДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА АЭРОЗОЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Малый размер частиц аэрозоля является причиной их большой подвижности: аэрозольные частицы участвуют в броуновском движении (главным образом мелкодисперсный аэрозоль с радиусом частиц меньше  $1 \text{ мк}$ ), оседают под действием собственного веса, увлекаются конвективными и гидродинамическими течениями среды. Однако при наличии интенсивного звукового поля возникают новые специфические виды движения, которые оказываются преобладающими.

## § 1. Увлечение аэрозольных частиц в звуковом поле

Взвешенная в газе частица под действием линейных сил звукового поля вовлекается в колебательное движение. В зависимости от свойств среды, размеров и плотности частицы последняя может увлекаться средой полностью, частично или оставаться неподвижной.

Коэффициент увлечения  $k_{\text{увл}}$ , под которым понимается отношение амплитуды скорости взвешенной частицы  $U_{\text{ч}}$  к амплитуде скорости частицы газа  $U_0$  или амплитуды смещения частицы  $A_{\text{ч}}$  к амплитуде смещения частицы газа  $A_0$ , вычислен Кёнигом [5]:

$$k_{\text{увл}} = \frac{U_{\text{ч}}}{U_0} = \frac{A_{\text{ч}}}{A_0} = \sqrt{\frac{1 + 3m + \frac{9}{2}m^2 + \frac{9}{2}m^3 + \frac{9}{4}m^4}{l^2 + 3lm + \frac{9}{2}m^2 + \frac{9}{2}m^3 + \frac{9}{4}m^4}}, \quad (1)$$

где  $l = (2\varepsilon + 1)/3$ ;  $m = (1/a)\sqrt{\eta T/\rho_0\pi}$  ( $T$  — период колебаний;  $a$  — радиус частицы;  $\eta$  — динамический коэффициент вязкости среды;  $\rho_0$  — плотность среды;  $\varepsilon = \rho_{\text{ч}}/\rho_0$ ;  $\rho_{\text{ч}}$  — плотность частицы).

Брандт, Фройнд и Хидеман [6] получили более наглядную формулу для коэффициента увлечения частицы средой. При этом они считали, что между взвешенной частицей и колеблющейся средой действует сила Стокса. Тогда уравнение движения аэрозольной частицы запишется в виде

$$M \frac{du_{\text{ч}}}{dt} = 6\pi\eta a (u_{\text{г}} - u_{\text{ч}}), \quad (2)$$

где  $u_{\text{ч}}$  — скорость частицы;  $u_{\text{г}}$  — колебательная скорость газа;  $u_{\text{г}} = U_0 \sin \omega t$ .

Решение этого уравнения дает выражение для коэффициента увлечения

$$k_{\text{увл}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\rho_{\text{ч}}a^2f}{9\eta}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}, \quad (3)$$

где  $\tau = (2/9)(\rho_{\text{ч}}a^2/\eta)$  — время релаксации частицы.

В силу инерции частица не только колеблется с амплитудой, меньшей, чем амплитуда колебания газа, но и отличается от колебания среды по фазе. Угол сдвига фазы  $\varphi$  определяется соотношением

$$\text{tg } \varphi = \frac{4\pi\rho_{\text{ч}}a^2f}{9\eta} = \omega\tau. \quad (4)$$

Анализ выражения, полученного для  $k_{\text{увл}}$ , показывает, что амплитуда колебания частицы тем больше отличается от амплитуды колебания окружающей среды, чем больше размер и плотность частицы, чем выше частота звука и меньше вязкость.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента увлечения от радиуса частицы для дискретных частот звука.

Как отмечалось, при расчете коэффициентов увлечения предполагалось, что в звуковом поле существует вязкий режим обтекания частицы средой и сила сопротивления, испытываемая частицей, выражается формулой Стокса. Известно [7], что последняя справедлива для малых чисел Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{aU}{\nu}, \quad (5)$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость среды;  $U$  — скорость движения среды или тела.

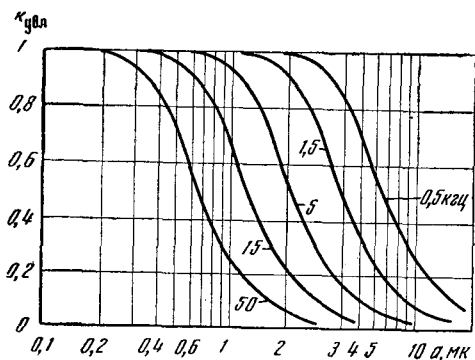


Рис. 1. Коэффициент увлечения  $k_{увл}$  аэрозольных частиц при различных частотах звука

увеличении уровня звука до 160 дБ и выше для частиц аэрозоля с радиусом 1—10 мк число  $Re$  принимает значения 1—10. В этом случае необходимо учитывать поправку Осеена, что и было сделано в работе [8], где для степени увлечения было получено выражение

$$k_{увл} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega\tau}{1 + \frac{3}{8}Re}\right)^2}}. \quad (7)$$

В этом приближении степень увлечения есть функция амплитуды звукового давления, и она растет с увеличением последней.

Исходя из того факта, что частицы разного размера в различной степени вовлекаются в колебательное движение среды, была выдвинута так называемая «ортокинетическая» гипотеза коагуляции аэрозольных частиц в звуковом поле [6]. Авторы этой гипотезы считают, что звуковая коагуляция является результатом столкновения частиц небольших размеров, колеблющихся с большой амплитудой, и частиц больших размеров, имеющих малую амплитуду колебания.

Согласно данному механизму процесса, в случае монодисперсных аэрозолей наложение звукового поля не должно вызывать увеличения вероятности столкновения частиц и ускорения процесса коагуляции. Заметим, что эксперименты Подошевникова [9] с практически монодисперсным туманом, а также Экнадиосянца и Широковой [10] со взвешенными в воздухе порошком ликоподия и спорами ликопердона показали, что и в монодисперсных аэрозолях под действием звука происходит коагуляция частиц.

По «ортокинетическому» механизму две близко расположенные частицы, приобретя различные колебательные скорости, должны двигаться, совершенно не оказывая друг на друга влияния, т. е. данная теория не учитывает взаимодействия частиц.

Оценка амплитуд колебания частиц показывает, что даже при очень больших интенсивностях звука и высоких концентрациях аэрозоля различие амплитуд смещения частиц не превышает расстояния между ними.

## § 2. Радиационное давление

Помимо вовлечения частиц, взвешенных в звуковом поле, в переменное колебательное движение, воздействие звука проявляется в виде пондеромоторных сил. Эти силы могут иметь различную природу [11].

Осеен получил уточненную формулу для испытываемой шаром силы сопротивления, учитывающую следующий член разложения этой силы по числу  $Re$ :

$$F = 6\pi\eta aU \left(1 + \frac{3}{8} Re\right). \quad (6)$$

Характер обтекания аэрозольной частицы, частично вовлекаемой в колебательное движение среды, определяется числом Рейнольдса, составленным по относительной скорости  $U = U_0 - U_{cr}$ .

При умеренных уровнях звукового давления ( $< 150$  дБ)  $Re < 1$  и коэффициент увлечения можно оценивать по формуле (3). Однако при уве-

Рассмотрим прежде всего силу радиационного давления. Радиационное давление связано с изменением среднего по времени импульса, переносимого волной. При взаимодействии волны с препятствием изменение импульса происходит вследствие рассеяния и поглощения звуковой энергии препятствием. Таким образом, определение радиационной силы сводится к задаче о дифракции звуковой волны на препятствии.

Величина силы, действующей на препятствие, в общем случае равна среднему потоку импульса через любую замкнутую поверхность, окружающую препятствие

$$F_i = - \oint \bar{P}_{ik} dS_k, \quad (8)$$

где  $\bar{P}_{ik}$  — тензор плотности потока импульса.

Для плоской ограниченной звуковой волны радиационную силу можно выразить через поперечники рассеяния и поглощения препятствия, а также асимптотическую плотность потока рассеянной энергии. Вестервельт [12] дает для силы радиационного давления следующее выражение:

$$F = \bar{E} (\sigma_p + \sigma_n) - \bar{E} \oint I_\theta \cos \theta dS; \quad (9)$$

здесь  $\sigma_p = I_p / \bar{E}$ ,  $\sigma_n = I_n / \bar{E}$  — соответственно эффективное сечение рассеяния и поглощения ( $I_p$  и  $I_n$  — интенсивности, рассеянные и поглощенные препятствием);  $I_\theta$  — величина средней асимптотической рассеянной интенсивности, приходящаяся на единицу интенсивности падающей волны;  $\theta$  — угол между направлениями падающей и рассеянной волн;  $\bar{E}$  — средняя по времени плотность энергии в падающей волне.

Задача о радиационном давлении на препятствие распадается на две: случай малых частиц, размеры которых много меньше длины звуковой волны, и случай больших препятствий, сравнимых или больших длины волны.

При коагуляции аэрозолей нас интересует первая задача. Сила, действующая на несжимаемую сферу в бегущей и стоячей звуковой волне, рассчитана Кингом [13], который получил для силы радиационного давления в бегущей волне:

$$F = 4\pi a^2 \bar{E} (ka)^4 \frac{1 + (1 - \zeta)^2}{(2 + \zeta)^2} \quad (10)$$

( $\zeta = \rho_0 / \rho_1$ ;  $\rho_1$  — плотность частицы;  $\rho_0$  — плотность среды), а в стоячей волне

$$F = \frac{4}{3} \pi a^2 \bar{E} (ka) \sin kh \frac{2,5 - \zeta}{2 + \zeta}. \quad (11)$$

В работе [14] учтен эффект сжимаемости сферы. В этом случае силы, действующие на сферу в направлении колебательного вектора в бегущей и стоячей волнах, записываются соответственно

$$F = 4\pi a^2 \bar{E} (ka)^4 \Phi(\zeta, \mu), \quad (12)$$

где

$$\Phi(\zeta, \mu) = \frac{\zeta^2}{(\zeta + 2)^2} \left[ \left( \frac{1}{\zeta} + \frac{2 + \zeta}{3\mu^2} \right)^2 + \frac{2}{9} \left( \frac{\zeta - 1}{\zeta} \right)^2 \right], \quad \mu = c/c_0$$

и

$$F = 4\pi a^2 \bar{E} (ka) \sin kh \Psi(\zeta, \mu)$$

$$\Psi(\zeta, \mu) = \frac{1 + 2/3(1 - \zeta)}{2 + \zeta} - \frac{\zeta}{3\mu^2};$$

$h$  — расстояние центра сферы от узла скорости.

В стоячей звуковой волне сила радиационного давления, действующая на малую сферу, значительно больше, чем в бегущей. При этом она имеет пространственную периодичность в половину длины волны: в узлах и пучностях давление равно нулю и максимально на половине расстояния между этими точками. В зависимости от соотношения плотностей частицы и среды, частицы собираются либо в узлах, либо в пучностях стоячей волны. Тяжелые частицы собираются в пучностях скорости.

В более общем виде задача о радиационном давлении на малую сферу в произвольном звуковом поле рассматривалась Л. П. Горьковым [15]. Для средней силы, действующей на шарик, получено выражение

$$F_i = - \oint \left[ \left[ -\rho \frac{U^2}{2} + \frac{\rho}{2c^2} \left( \frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \right] \delta_{ik} + \rho \overline{U_i U_k} \right] dS_k \quad (13)$$

( $\Phi$  — потенциал скорости), из которого для монохроматической бегущей и стоячей волны могут быть получены формулы, совпадающие с результатами работы [14]. Однако и в этом случае жидкость считалась идеальной.

Среднюю силу, действующую на твердый шарик в вязкой жидкости, мы определили, используя выражение для эффективного сечения рассеяния звука шариком, радиус которого сравним по величине с  $\sqrt{\nu/\omega}$ . Теплоемкость шарика предполагается настолько большой, что его температуру можно считать неизменной. Кроме учета влияния вязкости, необходимо учесть теплопроводность газа, которая приводит к рассеянию того же порядка величины. Теплообмен между газом и шариком вызывает изменение объема газа, которое можно воспринимать с точки зрения рассеяния как эффективное изменение объема шарика. Учитывая оба эффекта, в работе [7] получено выражение для эффективного сечения рассеяния:

$$d\sigma = \frac{\omega^2 a^2}{c^4} \left[ \chi(\chi - 1) - \frac{3}{2} \nu \cos \theta \right]^2 d\Omega, \quad (14)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности;  $\Omega$  — телесный угол.

Полное эффективное сечение записывается так:

$$\sigma = \frac{4\pi\omega^2 a^2}{c^4} \left[ \chi^2 (\chi - 1)^2 + \frac{3}{4} \nu^2 \right]. \quad (15)$$

Средняя сила, действующая на шарик, равна разности импульса, приносимого рассеиваемой волной, и полного потока импульса в рассеянной волне и может быть определена следующим образом:

$$F = \bar{E}_0 \left( \sigma - \int \cos \theta d\sigma \right). \quad (16)$$

Для рассматриваемого нами случая (сфера меньше толщины пограничного слоя) сила радиационного давления равна

$$\begin{aligned} F &= \bar{E}_0 \frac{4\pi\omega^2 a^2}{c^4} \left[ \chi^2 (\chi - 1)^2 + \frac{3}{4} \nu^2 \right] - \\ &- \bar{E}_0 \frac{\omega^2 a^2}{c^4} \int \cos \theta \left[ \chi(\chi - 1) - \frac{3}{2} \nu \cos \theta \right]^2 d\Omega = \\ &= \bar{E}_0 \frac{4\pi\omega^2 a^2}{c^4} \left[ \chi^2 (\chi - 1)^2 + \chi(\chi - 1)\nu + \frac{3}{4} \nu^2 \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, в вязкой среде на шарик действует сила, на несколько порядков превышающая силу, рассчитанную для идеальной среды.

На основе всего сказанного о радиационном давлении на малые препятствия можно сделать вывод о роли этого эффекта в процессе взаимодействия частиц аэрозоля в звуковом поле. Силы радиационного давления

заставляют частицы дрейфовать к пучности скорости. Исходя из этого факта, Сен-Клер [16] предложил радиационную гипотезу коагуляции, согласно которой основная роль в процессе отводится радиационному давлению, под действием которого частицы движутся к пучности колебаний, где из-за локального повышения концентрации аэрозоля происходит интенсивная агрегация частиц за счет гидродинамического сближения и ортокинетиических соударений.

Расчет показывает, что время, необходимое для перемещения частиц в пучность волны в используемом при коагуляции диапазоне частот звука, значительно больше времени озвучивания, достаточного для коагуляции.

Радиационное давление может играть некоторую роль на конечных стадиях процесса, когда частицы существенно увеличили свои размеры. Однако с помощью данного механизма совершенно невозможно сколь угодно удовлетворительно объяснить процесс акустической коагуляции.

### § 3. Дрейфы аэрозольных частиц

Помимо дрейфа под действием радиационного давления частицы аэрозоля совершают однонаправленные движения, вызванные иными силами. Таков, например, дрейф, связанный с изменением вязкости в поле звуковой волны. Как известно, распространение звука сопровождается колебательными изменениями температуры среды, а, следовательно, и вязкости. В этом случае формула Стокса для средней по времени силы сопротивления, действующей на находящееся в звуковом поле тело, запишется в виде  $\bar{F} = 6\pi a \eta(T)u$ , где  $u$  — колебательная скорость в звуковой волне (черта означает усреднение по времени).

Вестервельт [17] рассчитал среднюю силу Стокса для плоской волны, распространяющейся в идеальном газе:

$$\bar{F} = 6\pi a \eta_0 U_0^2 \frac{\gamma - 3}{4c_0}; \quad (18)$$

здесь  $U_0$  — амплитуда колебательной скорости;  $c_0$  — скорость звука в среде.

Скорость дрейфа частицы определяется выражением

$$U_{\pi} = U_0^2 \frac{\gamma - 3}{4c_0}. \quad (19)$$

На существование другого типа дрейфа, обусловленного искажением формы волны, также впервые указал Вестервельт [18]. Если силу сопротивления записать с помощью формулы Осена

$$F = 6\pi \eta a u \left( 1 + \frac{3}{8} \text{Re} \right),$$

то добавочная к стоксовой сила связана со скоростью обтекания квадратичной зависимостью

$$\Delta F = \frac{9}{4} \pi a^2 \rho u |u|. \quad (20)$$

В синусоидальном поле среднее значение  $\Delta F$  равно нулю. Если искажение сопровождается появлением второй гармоники и

$$u = U_1 [\sin \omega t + m \sin (\omega t + \varphi)], \quad (21)$$

где  $m = U_2/U_1$  — отношение амплитуд скорости второй и первой гармоник, то

$$\overline{\Delta F} = -\frac{9}{8} \pi a^2 \rho_0 m U_1^2 \sin \varphi. \quad (22)$$

Величина и направление этой силы зависят от сдвига фаз между первой и второй гармониками.

В связи с изучением различных дрейфов частиц предлагалось так объяснить процесс коагуляции: *в звуковом поле изменение среднего расстояния между частицами полидисперсного аэрозоля, т. е. их сближение, происходит за счет различной скорости дрейфа частиц, различающихся по размеру.*

Оценка скоростей дрейфа в неискаженной стоячей звуковой волне дает значения меньше 1 см/сек при уровне звука 150 дб. Не превосходит этого значения и скорость радиационного дрейфа в вязкой среде. Много большую скорость приобретают частицы благодаря акустическим течениям.

Возникновение потоков в стоячей звуковой волне при наличии ограничивающих поверхностей, вызванное поглощением звуковой энергии в пограничном слое, впервые было рассмотрено Рэлеем [19]. Однако полученное им выражение для скорости потоков справедливо лишь для низких уровней звука, пока число Рейнольдса для потока остается меньше единицы. В экспериментальных исследованиях, проведенных в Акустическом институте АН СССР Борисовым и Статниковым [20], было найдено, что при высоких уровнях звуковой энергии скорость акустического потока на порядок выше, чем это следует из формулы Рэля. Увлекаемые этим потоком частицы аэрозоля при уровне звукового давления 150 дб приобретают скорость, превышающую 10 см/сек. Таким образом, из всех ponderomotorных сил звукового поля основную роль в перемещении частиц играет дрейф, вызванный акустическими течениями.

#### § 4. Гидродинамические силы

Как известно, между частицами, движущимися по отношению к среде или покоящимися в потоке, возникают силы гидродинамического взаимодействия. Бьеркнес [21] решил задачу о взаимодействии двух сфер, движущихся с некоторой скоростью в идеальной несжимаемой жидкости. Используя выводы этой теории, Кёниг [22] рассчитал силы, действующие между сферами, помещенными в колеблющуюся жидкость (рис. 2). Он получил для радиальной и тангенциальной компонент силы, действующей на сферу, следующие выражения:

$$F_r = \frac{3}{2} \frac{\pi \rho_0 a_1^3 a_2^3 U_0^2}{d^4} \left( \frac{3}{2} \cos 2\theta + \frac{1}{2} \right),$$

$$F_\theta = \frac{3}{2} \frac{\pi \rho_0 a_1^3 a_2^3 U_0^2}{d^4} \sin 2\theta;$$
(23)

здесь  $U_0$  — амплитуда колебательной скорости среды (для сфер, частично вовлекаемых в колебание, — амплитуда относительного колебания частицы и среды);  $\rho_0$  — плотность среды;  $a_1$  и  $a_2$  — радиусы соответственно первой и второй сфер;  $d$  — расстояние между центрами частиц;  $\theta$  — угол между линией центров и колебательным вектором.

На рис. 3 показано направление и относительная величина силы, действующей на сферу  $s_2$  при различном ее положении по отношению к сфере  $s_1$ . При расположении частиц вдоль звукового поля они отталкиваются, при расположении поперек — притягиваются.

Решая эту задачу, Кёниг пренебрегал возмущением, которое испытывает поток около первого тела вследствие ответного потока, исходящего от второго тела. Поэтому формулы (23) действительны лишь в области, где данное пренебрежение допустимо, а именно для  $d \gg a_1 + a_2$ .

При меньших расстояниях между частицами следует принимать во внимание возмущения более высокого порядка, что и было сделано Бьерк-



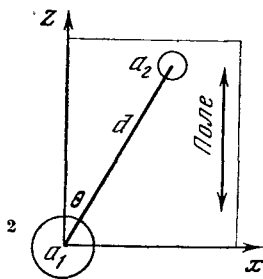


Рис. 2. Две сферы в звуковом поле

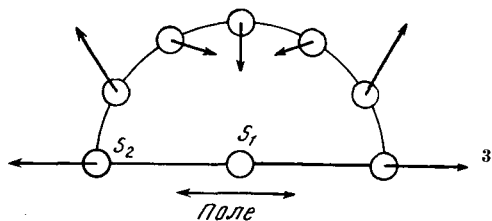


Рис. 3. Направление и относительная величина силы, действующей на сферу  $s_2$  при различных ее положениях по отношению к сфере  $s_1$

несом [21], получившим добавочный член  $\Delta F$  к кёниговскому выражению  $F_r$ ,

$$\Delta F = -\frac{3}{2} \frac{\pi \rho_0 a_1^3 a_2^3 (a_1^3 + a_2^3)}{2d^7} (1 + 3 \cos^2 \theta) U_0^2. \quad (24)$$

Однако внесенная поправка по-прежнему предполагает отсутствие эффектов, обусловленных вязкостью среды.

Силы Кёнига обратно пропорциональны четвертой степени расстояния между частицами, поэтому сближение частиц при концентрациях аэрозоля  $10^2 - 10^3$  частиц в  $1 \text{ см}^3$  не может быть объяснено с помощью данного типа гидродинамических сил.

Существует другой подход к вопросу о взаимодействии частиц в звуковом поле. Впервые Пшенай-Северин [22] предложил рассматривать взаимодействие на основе гидродинамических сил Осеена. Согласно теории Осеена, поле скоростей около движущегося шара отличается сильной асимметрией: скорость жидкости перед шаром убывает как  $1/r^2$ , а позади него — как  $1/r$ . В силу линейности уравнения Осеена применим принцип суперпозиции полей обтекания частиц. Если две частицы расположены сравнительно близко друг от друга вдоль по потоку, то каждая из них будет возмущать поле обтекания другой. Сила сопротивления, действующая на каждую из частиц, может быть оценена по формуле

$$F_i = 6\pi\eta a_i (v_i - u_k) S(\text{Re}_i),$$

где  $v_i$  — невозмущенная скорость обтекания;  $u_k$  — возмущение скорости обтекания  $i$ -й частицы, вычисленной по полю обтекания  $k$ -й частицы в точке расположения  $i$ -й частицы.

Вследствие асимметрии полей обтекания уменьшение сопротивления будет менее значительно для «головной» частицы, чем для «хвостовой». Эта разница в уменьшении сопротивления эквивалентна действию некоторой силы притяжения между частицами.

Пшенай-Северин применил данную теорию к решению задачи об обтекании частиц в звуковом поле. При этом процесс рассматривался как квазистационарный. Пренебрежение в уравнении Навье—Стокса членом  $\partial \bar{U} / \partial t$  по сравнению с членами  $(\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U}$  и  $\nu \Delta \bar{U}$  возможно, если выполняются условия  $\omega d^2 \ll \nu$  и  $A/d \gg 1$  ( $d$  — диаметр частицы,  $A$  — амплитуда смещения в звуковой волне). Для частиц аэрозоля в звуковом поле, применяемых для коагуляции частот, данные условия выполняются.

Пшенай-Северин ограничился случаем одинаковых частиц ( $a_1 = a_2$ ) и получил, что осееновские силы эффективны в широком интервале размеров частиц. Для каждого значения  $a$  существует оптимальное значение звуковой частоты, при котором частицы сближаются с максимальной скоростью.

Пшенай-Северин принимал во внимание только одностороннее воздействие «головной» частицы на «хвостовую», что справедливо, если они находятся на большом расстоянии одна от другой. Дальнейшим развитием исследований осееновского взаимодействия частиц в звуковом поле явилась работа Тимошенко [24], который учел возмущение поля обтекания «головной» частицы, создаваемое «хвостовой» частицей.

Кроме того, Тимошенко рассмотрел задачу о сближении неодинаковых частиц, причем считал, что осееновский режим обтекания наступает после достижения некоторого критического значения скорости обтекания  $U_{кр}$ , которому соответствует  $Re = Re_{кр} = 1$ . До момента возникновения осееновского режима обтекания имеет место стоковское взаимодействие частиц, приводящее к тому, что частицы перед началом взаимодействия имеют уже определенные значения скорости относительного движения. На основании данной работы были сделаны следующие выводы: максимальное сближение двух неодинаковых частиц на один—два порядка больше, чем одинаковых, зона частот максимального взаимодействия шире. С увеличением различия в размерах частиц, а также с увеличением интенсивности звукового поля и плотностей частиц возрастает величина сближения, расширяется зона частот максимального взаимодействия, а максимум сближения сдвигается в область более низких частот. Учтя изменение расстояния между частицами в процессе взаимодействия, автор показал, что в диапазоне частот от десятков герц до десятков килогерц при определенных интенсивностях звукового поля величины взаимного сближения частиц за полупериод равны расстоянию между частицами.

В работах Подольского и Турубарова [25] внесены некоторые уточнения в решение задачи о взаимодействии частиц в звуковом поле при стоковом и осееновском режимах обтекания: учитывалось изменение расстояния между частицами вследствие различия параметров их колебательного движения, для стокова обтекания рассматривался случай произвольной ориентации линии центров частиц относительно колебательного вектора. Показано, что стоково взаимодействие оказывается существенным лишь при выборе оптимальной частоты озвучивания и при достаточно малых расстояниях между частицами, различающимися по размеру.

Подольский получил выражение для скорости сближения частиц, ориентированных вдоль поля при осееновском обтекании. Если частицы одинаковые, оно записывается в виде

$$U_{отн} = \frac{2a}{\tau \cdot d} \left[ 1,5qU_0 \left( 1 + \frac{aqU_0}{\pi v} \right) - \frac{6v}{\tau \cdot d} \left( 1 + \frac{3\pi aqU_0}{32v} \right) \right], \quad (25)$$

где  $q = q(\omega, \tau, a, U_0)$ .

Согласно полученному выражению, скорость сближения возрастает при увеличении частоты озвучивания, асимптотически приближаясь к постоянному значению. Увеличение размеров взаимодействующих частиц также приводит к росту скорости сближения.

В отличие от предыдущих исследований, в работах Подольского получена слабая зависимость от частоты в широком диапазоне частот, что не дает жестких ограничений в выборе частоты озвучивания аэрозоля.

Оценка времени сближения частиц с расстояний  $d = 100 - 200$  а при амплитуде колебательной скорости  $U_0 = 2$  м/сек и частоте звука 1 кГц дает величину  $10^{-1} - 10^{-2}$  сек. Таким образом, гидродинамическое взаимодействие частиц<sup>1</sup> в осееновском режиме обтекания должно приводить к бы-

<sup>1</sup> В работах [70\*—73\*] В. И. Тимошенко наиболее полно развил теорию гидродинамического взаимодействия частиц. В частности, автор указал на ошибку Подольского и др. при задании начальных условий для случая осееновского взаимодействия, из-за которой получены несколько завышенные значения скоростей сближения частиц.

струму сближению частиц в звуковом поле и может оказаться одним из важнейших факторов, обуславливающих акустическую коагуляцию аэрозолей. Однако полученные теоретически закономерности взаимодействия частиц не имеют экспериментального подтверждения, поскольку отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о скоростях сближения аэрозольных частиц в режиме осееновского обтекания.

Отметим еще одно исследование взаимодействия частиц, основывающееся на особенностях осееновского обтекания тел. Е. П. Медников [2] предложил качественную картину взаимодействия частиц. Исходя из асимметрии осееновских линий тока и инерции частиц, автор геометрически показал, как должны перемещаться частицы друг относительно друга. Такого рода взаимодействие было названо *паракинетическим*. При этом отмечалось, что вокруг частицы устанавливается своеобразное акустическое течение, направленное к частице вдоль колебательного вектора и имеющее масштаб вихрей, сизмеримый с амплитудой колебаний. Как замечает сам автор, «экспериментальные данные о паракинетическом взаимодействии аэрозольных частиц в звуковом поле пока отсутствуют».

## § 5. Прочие гипотезы о природе акустической коагуляции

О механизме акустической коагуляции помимо ортокинетической, радиационной и гидродинамической гипотез был высказан ряд других.

Некоторые исследователи [26, 27] объясняли процесс турбулизацией среды, происходящей при высоких уровнях звука. В связи с тем, что аэрозольные частицы не полностью увлекаются турбулентными пульсациями среды и степень увлечения существенно зависит от их массы, частицы разных размеров движутся с различными скоростями, что приводит к увеличению вероятности их столкновения между собой. Данный механизм вызывает коагуляцию только в случае полидисперсного аэрозоля. Положительная роль турбулентности в явлении акустической коагуляции отмечалась в работе Б. Ф. Подошевного и др. [27]. Эти авторы установили, что изменение масштаба турбулентности с помощью продольных перегородок в камере вызывает изменение скорости протекания процесса коагуляции.

Другие авторы привлекали к объяснению электрические силы, полагая, что колебательное движение частиц аэрозоля, сопровождающееся сильным трением между газом и частицами, должно приводить к появлению на последних электрических зарядов. Однако какие-либо экспериментальные данные о дополнительной электризации частиц под действием звукового поля отсутствуют, хотя заряды на частицах в процессе распыления возникают.

Рассмотрев различные гипотезы о природе акустической коагуляции аэрозолей, можно сказать, что ни одна из них не объясняет полностью эффекта, наблюдаемого в озвучиваемом аэрозоле. Предсказывая сближение частиц за счет тех или иных явлений, данные гипотезы не объясняют, каким образом происходит агрегация частиц. Несостоятельность объяснения коагуляции ортокинетическими соударениями отмечалась в § 1 настоящей главы.

Существенным недостатком большинства гипотез о природе процесса является то обстоятельство, что они справедливы только для полидисперсных аэрозолей, тогда как явление коагуляции наблюдается и в случае монодисперсного аэрозоля.

Наиболее физически аргументированным является создание теории акустической коагуляции на основе изучения сил гидродинамического взаимодействия между аэрозольными частицами. Однако из-за математических трудностей точного решения задачи еще нет.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

Мы уже говорили, что объяснение процесса акустической коагуляции аэрозолей строилось на различных явлениях, наблюдающихся при озвучивании аэрозоля. Поскольку точных теорий этих явлений не было, то правомочность тех или иных допущений могла быть проверена только экспериментальными исследованиями, которые должны были решить также, какое из этих явлений играет основную роль.

Огромное количество экспериментальных работ может быть разделено на две группы: 1) исследование закономерностей процесса коагуляции в целом; 2) изучение элементарных актов взаимодействия частиц как основы процесса коагуляции.

### § 1. Общие закономерности процесса коагуляции

Существует значительное количество работ технологического характера, посвященных исследованию акустической коагуляции аэрозолей. Основной задачей такого рода исследований является выяснение оптимальных условий процесса.

Оценка интенсивности протекания коагуляции проводилась в основном тремя методами: 1) с помощью фотонейлометра определялось изменение интенсивности света, проходящего через аэрозоль до и после коагуляции, на основании чего делались выводы об эффективности осаждения озвученного и неозвученного аэрозоля; 2) с помощью ультрамикроскопа оценивалось изменение счетной концентрации частиц в результате воздействия звука; 3) сравнивалась дисперсность аэрозоля до и после коагуляции.

Необходимо заметить, что результаты, полученные различными экспериментаторами, часто бывает трудно сопоставить, потому что кинетика процесса зависит не только от акустических условий, но в сильной степени от свойств аэрозолей. Основной характеристикой аэрозоля, влияющей на протекание коагуляции, является его дисперсный состав. В экспериментах применялись самые различные аэрозоли: хлористый аммоний (большинство частиц имеет размер 0,3—0,5  $\mu\text{к}$ ), буровая пыль (максимум распределения частиц по размерам лежит в районе 2  $\mu\text{к}$ ), цинковые белила (наиболее вероятный размер частиц 0,82  $\mu\text{к}$ ), туман серной кислоты (частицы размером 5—100  $\mu\text{к}$ ), туман диоктилфталата (близкий к монодисперсному с частицами размером 0,2—0,35  $\mu\text{к}$ ). Из этого перечисления видно, что частицы различались по размеру на один-два порядка.

При исследовании воздействия звука на аэрозоль прежде всего возникает вопрос о влиянии времени озвучивания на степень очистки. В работе [28] и др. установлено, что для коагуляции достаточно 4—5  $\text{сек}$ ; увеличение времени озвучивания более 30  $\text{сек}$  не усиливает эффект коагуляции.

Кривая изменения счетной концентрации со временем была получена Паркером [30] и Брандтом [31]; согласно этой кривой, концентрация экспоненциально зависит от времени и некоторого параметра, называемого *коэффициентом коагуляции*. Такая же зависимость была выявлена Подосевниковым [32]:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-0,08pt + 0,0002(pt)^2}, \quad (26)$$

где  $n$  — концентрация частиц аэрозоля через время  $t$  после начала озвучивания;  $n_0$  — начальная концентрация;  $p$  — звуковое давление.

Величиной, определяющей эффективность коагуляции по Подошвеникову, является «звуковая экспозиция»  $pt$ . При одинаковых значениях  $pt$  эффективность процесса и среднее значение радиуса скоагулировавшего аэрозоля оказываются одинаковыми. С увеличением  $pt$  выше некоторого значения скорость уменьшения счетной концентрации частиц падает.

Согласно работе [33], время осаждения аэрозоля сначала резко уменьшается с ростом звукового давления, но начиная с давления  $2 \cdot 10^4$  бар перестает изменяться. Таким образом, некоторые экспериментаторы указывают на наличие своего рода насыщения, когда эффективность коагуляции перестает возрастать при дальнейшем увеличении времени озвучивания и звукового давления.

О необходимой для коагуляции интенсивности звукового поля приводятся самые различные данные от 0,05 до 6  $вт/см^2$ . Однако в последнее время обычно работают при уровнях давления 150  $дб$  и выше; минимальным считается уровень 130  $дб$ .

Величиной, влияющей на степень очистки, является начальная концентрация аэрозоля. Замечено, что при малых концентрациях, равно как и при слишком больших, эффект коагуляции ухудшается. Оптимальной концентрацией большинство исследователей считают 1—5  $г/м^3$ . Хорошо влияет на процесс впрыскивание тумана; так, применение 2  $л/час$  распыленной воды на 500  $м^3/час$  газа увеличивает эффективность на 6%.

Наиболее сложен выбор частоты звука. В некоторых работах [34, 35] отмечается слабая частотная зависимость процесса, на основе чего предлагается использовать низкочастотный режим. Другие исследователи указывают на существование оптимальных частот.

В опытах Стокса [36] с сажевыми дымами оптимальный интервал частот был определен в районе 3—4  $кГц$ . У Дансера [37] максимальная коагуляция происходила при частотах 1—4  $кГц$ .

В работе [38] прослежена зависимость оптимальной частоты от размера частиц аэрозоля: для дыма окиси цинка (диаметр 5  $мк$ ) такой частотой является 3—3,5  $кГц$ , для смоляного тумана газа коксовых печей (1—10  $мк$ )—4  $кГц$ , для тумана серной кислоты (5—100  $мк$ )—1  $кГц$ . Авторы пришли к выводу, что для крупных частиц лучше применять низкие частоты; чем мельче частицы, тем выше должна быть частота озвучивания.

Заметим, что методики, с помощью которых проводилось исследование закономерностей процесса (фотонейфелометрические и ультрамикроскопические измерения), позволяют судить лишь о протекании процесса очистки газа, но не обнаруживают укрупнения частиц. Действительно, как наблюдаемое с помощью фотонейфелометра просветление газа, так и измеряемое ультрамикроскопом уменьшение счетной концентрации частиц могут быть вызваны не обязательным укрупнением частиц, а, скажем, их осаждением за счет потоков, развивающихся в коагуляционной колонне.

В работе [39] изменение дисперсности оценивалось по скорости свободного падения частиц; до коагуляции скорость свободного падения 85—90% частиц пыли была ниже 0,6  $см/сек$ , после коагуляции крупные агломераты осаждались со скоростью 44—80  $см/сек$ , что соответствует десятикратному увеличению частиц. Автор отмечал, что агрегаты не отличаются высокой прочностью сцепления, они полностью диспергируются воздушным потоком, имеющим скорость 10  $см/сек$ .

Впервые Брандт, Хидеман и др. [6] применили ультрамикроскопическую съемку к исследованию аэрозоля. Они показали, что частицы разных размеров совершают колебания с различными амплитудами. По мере озвучивания число частиц, колеблющихся с малой амплитудой (т. е. крупных), увеличивается. Проводилось также фотографирование пыли, осаждаемой на предметное стекло до и после коагуляции. Обнаружено, что суспендированные сухие пыли образуют при коагуляции нитевидные и хлопьевидные структуры.

Сен-Клер [40] путем фотографирования также обнаружил увеличение размеров частиц под действием ультразвука. Первичный дым хлористого аммония состоял из частиц диаметром 0,3—0,5 мк, скоагулированные частицы имели размер порядка 100 мк и более. Сен-Клер заметил, что многие частицы образуют агрегаты только в звуковом поле, а после удаления из него немедленно диспергируются.

Определение дисперсного состава аэрозоля с помощью осаждения на предметные стекла использовалось многими исследователями [6, 32]. В случае твердых аэрозолей (пылей) данная методика, обнаруживая агломераты, не позволяла ничего сказать о прочности образующихся структур. При работе с туманами возможно такое явление: две капли, находящиеся во взвешенном состоянии на расстоянии друг от друга, могут при осаждении на предметное стекло слиться в одну. Поэтому данная методика не может быть применена, если исследуется характер образующих агрегатов.

Таким образом, на процесс акустической коагуляции влияют как характеристики аэрозоля (концентрация, дисперсность), так и акустические условия (частота и интенсивность звука, время озвучивания). Однако имеющиеся экспериментальные данные оказываются недостаточными для выявления функциональной зависимости скорости протекания процесса от названных параметров.

## § 2. Элементарные акты взаимодействия частиц аэрозоля в звуковом поле

Несомненно, что механизм акустической коагуляции может быть выяснен на основе изучения сил взаимодействия между отдельными частицами. В гл. 2 мы рассматривали теоретические работы по гидродинамическому взаимодействию. Выводы этих теорий подвергались экспериментальной проверке.

Экспериментальным подтверждением теории Кёнига явились опыты Томаса [41]. В звуковом поле низкой частоты (60 гц), создаваемом по методу Зернова, на тонких нитях подвешивались шарики радиусом 2,8—7,8 мм. Полученные значения для силы взаимодействия хорошо совпадали с рассчитанными по формулам Кёнига, причем для силы притяжения — при любых расстояниях между частицами, а для силы отталкивания — только при расстояниях, больших  $4a$ . На меньших расстояниях значения силы оказались меньше рассчитанных, что объясняется необходимостью учета поправки Бьеркнеса (24). Эта поправка была экспериментально проверена в опытах Дёрра [52]. Звуковое поле частотой 525 гц создавалось 10-ваттным громкоговорителем в трубе со скачком суживающимся поперечным сечением, что позволяло получить в узкой части трубы достаточно высокие уровни звука. Сферы, радиусом 2,75—4,95 мм, выдутые из тонкостенного стекла, подвешивались в пучности скорости. Полученное на основе экспериментов выражение для  $\Delta F$  совпадает с (24) видом зависимости от  $d$ ,  $a$ ,  $U_0$ , но несколько отличается зависимостью от угла.

Как уже отмечалось, обе формулы, (23) и (24), предполагают отсутствие эффектов, обусловленных вязкостью среды. Пренебрежение вязкостью возможно при больших числах Рейнольдса. В опытах Томаса и Дёрра выполнялось условие  $Re \gg 1$  (по Томасу —  $Re > 100$ ; по Дёрру —  $Re = 80$ ).

Кроме названных экспериментов известны опыты, в которых наблюдался несколько иной характер взаимодействия частиц. Остановимся на опытах Кука [43], исследовавшего взаимодействие частиц в трубке Кундта при частоте звука 1287 гц. Шары радиусом 0,2—0,5 мм вели себя так же, как в экспериментах Томаса и Дёрра, причем, когда линия центров составляла с направлением поля угол  $45^\circ$  и больше, сферы развора-

чивались перпендикулярно колебательному вектору и притягивались. Однако малые сферы ( $a=0,1-0,15$  мм) обнаружили в своем поведении некоторую аномалию: когда они были расположены поперек поля, на расстоянии друг от друга, меньшем радиуса сфер, они отталкивались, а когда были расположены на таком же расстоянии вдоль поля, притягивались и разворачивались на  $90^\circ$ . Для последних сфер число Рейнольдса имеет уже несколько меньшее значение ( $Re \approx 10$ ).

Более тщательное исследование зависимости характера взаимодействия частиц от их размера, а также интенсивности и частоты звука было проведено Сташевским [44] (частицы поперек поля) и Адамчуком и Сташевским [45] (частицы вдоль поля). К трубке Кундта шириной 4 см подвешивалась одна из сфер на тонкой стеклянной нити. Другая сфера прикреплялась к более толстой стеклянной нити, связанной с микроманулятором, и могла устанавливаться в любом положении по отношению к первой. Положение сфер фиксировалось с помощью микроскопа. В первой работе получены следующие результаты. В звуковом поле частотой 384 *гц* при постоянном напряжении на динамике между частицами радиусом 2,5—1 мм при любых расстояниях между ними действуют силы притяжения. У частиц меньшего размера ( $a=0,7-0,6$  мм) при расстоянии между поверхностями частиц порядка 0,1 мм сила притяжения заменяется силой отталкивания, возрастающей по мере сближения сфер. Между частицами радиусом 0,15—0,2 мм наблюдалось отталкивание, начиная с расстояний порядка 1 мм. Оценка числа Рейнольдса для больших частиц, между которыми наблюдалось только притяжение, дает значение  $Re \approx 100$ , тогда как для частиц, между которыми наблюдалось только отталкивание,  $Re \approx 10$ . Увеличение интенсивности звука при одной и той же частоте вызывает тот же эффект, что и уменьшение размеров сфер, а увеличение частоты при постоянном напряжении на динамике — эффект, равносильный увеличению размеров сфер. Такое влияние изменения интенсивности непонятно с точки зрения изменения числа Рейнольдса. Аналогичные зависимости были прослежены для расположения частиц вдоль поля.

Наибольший интерес для изучения аэрозолей представляет работа Горбачева и Северного [46], поскольку эти авторы изучали поведение самых мелких из всех перечисленных выше сфер. Капли 5%-ного раствора  $H_2SO_4$  радиусом 100 мк подвешивались на тонких стеклянных нитях в трубе, где создавались стоячие звуковые волны. До расстояний порядка 26 *а* между сферами действовали силы притяжения (если сферы были расположены параллельно колебательному вектору) и силы отталкивания (если линия центров была перпендикулярна направлению поля). Эффект возрастал с уменьшением размеров частиц и наблюдался только при расстояниях между сферами, меньших некоторого критического значения. В условиях этого эксперимента  $Re < 3$ .

На основании описанных экспериментов можно сделать важный вывод о гидродинамической природе сил взаимодействия между частицами в звуковом поле. Силы радиационного давления на частицы в данных опытах не действовали, так как сферы помещались в пучность колебаний. Электризация частиц исключалась различными способами: в опытах Кука заменой сфер из воска посеребрёнными сферами и заземлением стеклянной трубки, в опытах Сташевского — изготовлением сфер и трубки из одинакового стекла и ионизацией воздуха в трубке препаратом радия.

В опытах Горбачева и Северного для выяснения аналогии между элементарными процессами, возникающими между каплями тумана в звуковом и гидродинамическом полях, были поставлены наблюдения за поведением капель тумана в воздушном потоке. Было обнаружено, что характер взаимодействия в этих двух случаях одинаков.

### § 3. Изучение взаимодействия частиц аэрозоля с помощью скоростной киносъемки<sup>1</sup>

Из приведенного обзора работ по исследованию элементарных актов взаимодействия частиц видно, что размеры сфер, с которыми проводились эксперименты, значительно превосходили размеры аэрозольных частиц. Поскольку эффект в сильной степени определялся размером частиц, полученные результаты не могли быть перенесены на аэрозоль, необходимо было экспериментировать с более мелкими частицами. Для исследования поведения отдельных частиц аэрозоля в звуковом поле весьма эффективным оказался метод скоростной микрокиносъемки, широко применяемый в Акустическом институте АН СССР [47, 10]. Этот метод позволил не ограничиваться установлением факта притяжения или отталкивания частиц, а проследить процесс в динамике.

Исследование проводилось в вертикальной коагуляционной колонне с внутренними размерами в горизонтальном сечении на рабочем участке  $60 \times 10$  мм. Источником звука служили спаренные рупорные электродинамические громкоговорители типа Р-100 номинальной мощностью 50 вт. С помощью отражающего поршня в колонне создавались стоячие волны. Уровень давления в пучности достигал 130—160 дб. Для киносъемки использовались камеры СКС-1 и ZL-16, обеспечивающие скорость съемки 300—5000 кадров в секунду.

Экспериментировали как с поли-, так и с монодисперсными аэрозолями. В качестве полидисперсных аэрозолей использовались: алюминиевая и бронзовая краски, частицы которых имели неправильную чешуйкообразную форму и очень широкий спектр средних размеров от 2 до 46 мк, максимум распределения частиц по размерам — от 5 до 23 мк; цинковые белила, максимум распределения которых лежит около 1 мк; пыль полихлорвинила, большинство частиц которой имеют размер более 20 мк; туман диметилфталата с частицами от 1 до 20 мк, который создавался распылением ультразвуком частоты 2 Мгц и механическим распылением с помощью пульверизатора. В качестве монодисперсных аэрозолей были выбраны для эксперимента порошок ликоподия, частицы которого имеют округлую форму и размер 20 мк, и споры ликопердона, представляющие собой правильные сферы диаметром 3,5 мк.

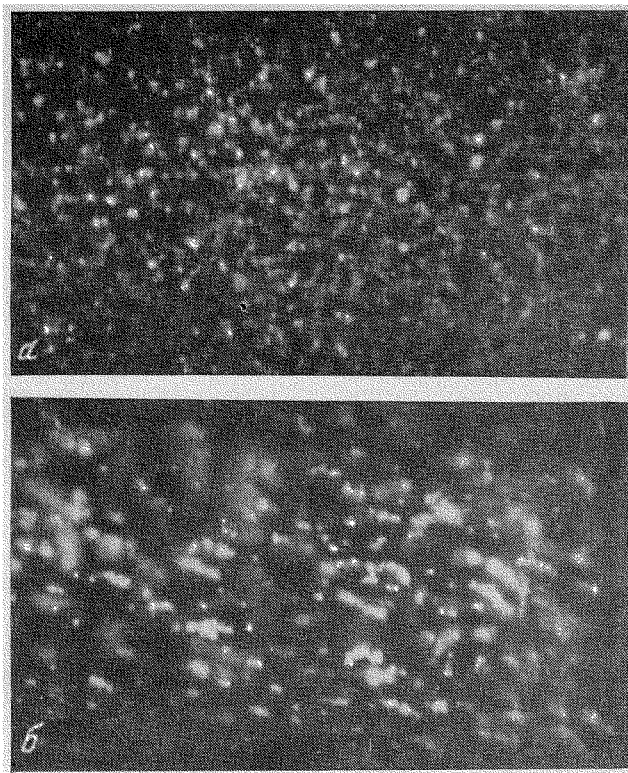
Эксперименты с этими аэрозолями позволили наблюдать эффект агрегации колеблющихся частиц. Агрегаты были обнаружены во всем исследованном интервале частот (100—8000 гц) и давлений. Образование агрегатов начинается сразу же с момента наложения поля; в первый момент образуются наиболее крупные агрегаты, так как число объединяющихся частиц зависит не только от уровня звука, но и от концентрации аэрозоля, которая в процессе съемки резко уменьшается вследствие коагуляции. На рис. 4 приведены микрофотографии аэрозоля до и после озвучивания, на рис. 4, б видно большое количество крупных агрегатов.

При использованных уровнях звукового давления в звуковом поле возникают сильные потоки и вихревые течения, однако не было замечено, чтобы они вызывали разрушение образовавшихся агрегатов или приостанавливали процесс их образования. Когда во время съемки звук снимался, агрегаты оказывались достаточно устойчивыми и разрушались только самые крупные из них. Наиболее интересным результатом этих исследований было обнаружение двух типов агрегатов [48].

Агрегаты первого типа представляют собой хлопья или цепочки, ориентированные перпендикулярно направлению колебательного вектора. Микрофотография такого агрегата, состоящего из нескольких частиц ликоподия, приведена на рис. 5. Измеренные расстояния между частицами

<sup>1</sup> См. [74\*].





**Рис. 4.** Микрофотография аэрозоля  
*a* — до озвучивания; *б* — после озвучивания

в агрегатах ликоподия имели значения 20—25 мк, что соответствует размерам частиц ликоподия. На основании этих измерений было сделано предположение о том, что в агрегатах первого типа частицы соприкасаются друг с другом. Правильность этого предположения подтвердили эксперименты с жидкостными аэрозолями, так как наблюдаемые в последнем случае сближения частиц заканчивались слиянием их в одну каплю, что возможно лишь при сближении частиц до соприкосновения.

Второй тип агрегатов представляют пространственные образования, в которых частицы находятся друг от друга на расстояниях, превосходящих их размеры. Эти агломераты, состоящие из двух («пары»), трех («тройки»), четырех и большего числа колеблющихся частиц, перемещаются как целое вдоль и поперек поля, иногда вращаясь в плоскости, перпендикулярной направлению поля. Амплитуда колебаний частиц в «паре» меньше амплитуды частицы в том же месте волны, что является одним из свидетельств того, что частицы принимают в колебаниях участие как единое целое. На рис. 6 приведена фотография такого агрегата, образованного частицами ликопердона.

В результате покадровой обработки негативного киноматериала получены кинограммы, иллюстрирующие возникновение агрегатов. На рис. 7 представлена кинограмма, на которой две колеблющиеся частицы алюминиевой пыли приближаются друг к другу и, установившись на некотором расстоянии, дальше перемещаются как единое целое.

Расстояние между частицами в агрегате при определенной частоте озвучивания изменяется от некоторого минимального до максимального значения  $d_0$ . Величина  $d_0$  зависит от частоты звука. Эта зависимость

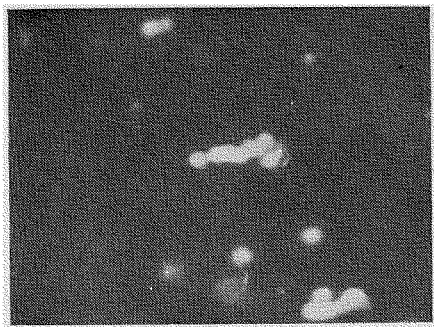


Рис. 5. Микрофотография агрегата, состоящего из нескольких частиц ликоподия

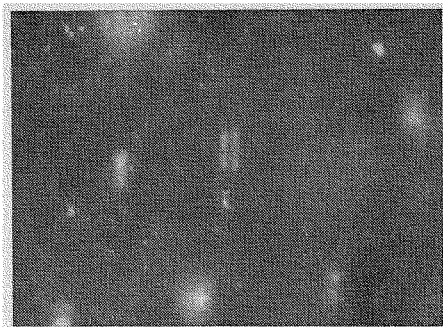


Рис. 6. Микрофотография «пары», перемещающейся в звуковом поле

для частиц ликопердона приведена на рис. 8. Пунктирной кривой показано, как изменяется толщина пограничного слоя  $\delta$  с ростом частоты звука ( $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ ,  $\omega$  — циклическая частота звука,  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха). На графике видно, что расстояние  $d_0$  имеет порядок  $\delta$ .

Агрегаты первого типа наблюдались в таких аэрозолях, как ликоподий, полихлорвинил, крупные частицы алюминиевой краски и крупные капли. Агрегаты второго вида создавались частицами ликопердона, мелкими частицами алюминиевой пыли, цинковыми белилами, мелкими жидкими частицами (о величине частиц можно было судить по амплитуде их смещения). Различие в размерах частиц, образующих в звуковом поле два типа агрегатов, составляет почти порядок. Характеристики режима обтекания частиц средой различаются еще сильнее. Число Рейнольдса, составленное по относительной скорости частицы и среды, в обследованном нами интервале частот и интенсивностей звука для ликоподия принимает значения 0,1—1, а для ликопердона 0,008—0,02. Числа Рейнольдса для наиболее мелких частиц полидисперсных аэрозолей того же порядка, что для ликопердона, для наиболее крупных — того же порядка, что для ликоподия.

Влияние характера обтекания на агрегацию частиц свидетельствует о гидродинамической природе процесса.

Метод скоростной киносъемки оказался результативным также в изучении элементарных актов взаимодействия отдельных частиц. Наиболее детальное исследование было проведено со взвешенным в воздухе порошком ликоподия [10]. Как уже отмечалось, съемка проводилась в разных участках стоячих звуковых волн в довольно широком диапазоне частот и уровней звука. Характер взаимодействия во всех случаях оставался в общих чертах одним и тем же. Покадровая обработка киноматериала позволила построить траектории движения частиц в процессе взаимодействия в абсолютной и относительной системах координат. Несмотря на то, что эти траектории различным образом ориентированы по отношению к объективу кинокамеры, все они имеют много общего, что позволяет установить некоторые закономерности взаимодействия.

На рис. 9, а представлены наиболее характерные траектории двух взаимодействующих частиц в системе координат, связанной с экраном. Одинаковыми числами обозначены положения частиц на соответствующих кадрах. На рис. 9, б показана траектория движения одной из взаимодействующих частиц в системе координат, связанной с другой частицей для этого же случая взаимодействия. Как видно из представленных кинограмм, сначала частицы находятся вне действия гидродинамических сил, и лишь с положения 5 на них начинают действовать сближающие силы.

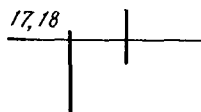
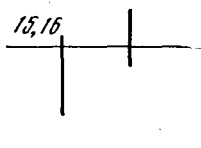
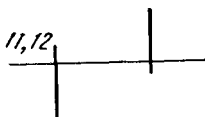
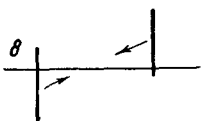
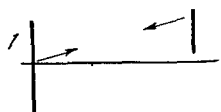
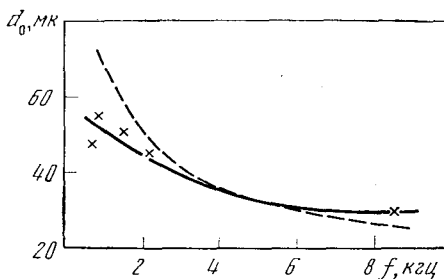


Рис. 7. Кинограмма образования агрегата

Цифры относятся к нумерации кадров на пленке

Рис. 8. Зависимость расстояния между частицами в агрегате от частоты звука



Основной интерес при изучении взаимодействия частиц представляет их относительное движение. Обнаружено, что частицы движутся друг относительно друга строго определенным образом: сближаются, когда линия центров находится внутри конуса с вершиной в центре одной из частиц, осью, направленной вдоль линии колебаний, и углом при вершине  $2\theta=90^\circ$ , и отталкиваются, когда вторая из них попадает внутрь

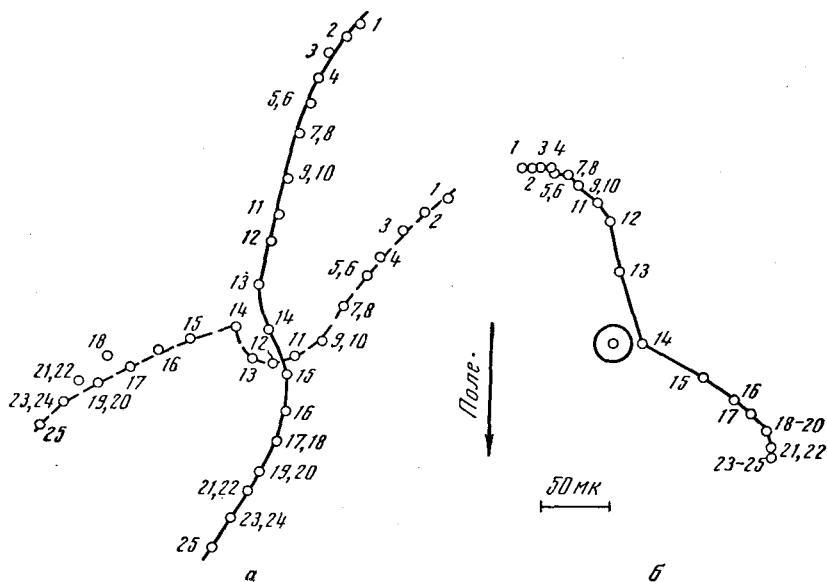


Рис. 9. Траектории двух взаимодействующих частиц ликопедия

а — в системе координат, связанной с экраном; б — в системе координат, связанной с одной из частиц

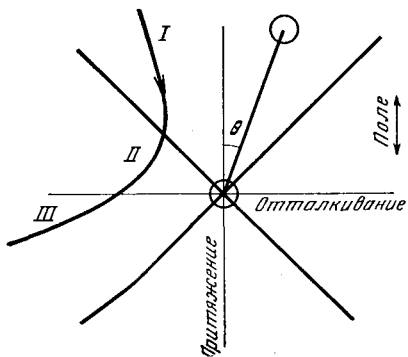


Рис. 10. Области сближения и отталкивания взаимодействующих частиц

I — участок траектории, на котором частицы сближаются; II — область наибольшего сближения частиц и изменения направления их движения; III — участок отталкивания

такого же конуса, только с осью, перпендикулярной колебательному вектору (рис. 10).

Характер относительного движения частиц универсален и не зависит от направления и величины макропотоков, увлекающих частицы. Наблюдая поведение частиц при вертикальном и горизонтальном расположении коагуляционной колонны (звуковое поле направлено соответственно вертикально или горизонтально), мы окончательно убедились в том, что направление сил взаимодействия определяется исключительно положением частиц по отношению к колебательному вектору.

Сравнивая наблюдаемые в нашем эксперименте направления сил взаимодействия с результатами других экспериментаторов, можно сказать, что у нас, а также в эксперименте Горбачева и Северного направление сил противоположно полученному теоретически Кёнигом и наблюдавшемуся Томасом, Дёрром, Куком и Сташевским со сравнительно большими частицами, но совпадает с направлением сил, которое наблюдали последние два автора с меньшими сферами при малых расстояниях между ними.

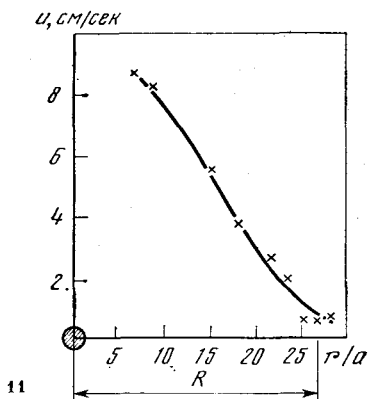
Количественные характеристики процесса таковы: 1) радиус взаимодействия (расстояние между центрами частиц, с которого они начинают сближаться или перестают отталкиваться); 2) наименьшее расстояние между частицами, достигаемое при их взаимодействии; 3) максимальное значение модуля скорости относительного движения частиц.

На рис. 11 показано, как изменяется скорость при движении частицы вдоль траектории относительного движения. По оси абсцисс отложено безразмерное расстояние между частицами  $r/a$  ( $a$  — радиус частицы). Как видно, величина скорости не остается постоянной и максимальна в месте наибольшего сближения частиц. Расстояние  $R$ , с которого начинает возрастать скорость относительного движения частиц, мы будем считать радиусом взаимодействия, а  $R'$  — расстоянием максимального сближения частиц.

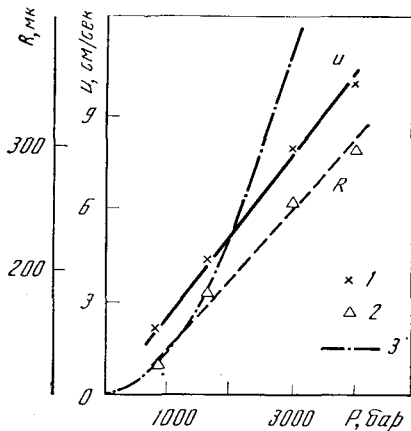
Все перечисленные характеристики являются функциями акустических условий. Радиус взаимодействия и максимальная скорость имеют одинаковый характер зависимости от акустического режима (уровня и частоты звука).

На рис. 12 показано увеличение обеих этих величин с ростом звукового давления при частоте звука 2 кгц (пунктир — радиус взаимодействия, сплошная линия — скорость).

Правильнее было бы говорить о зависимости силы взаимодействия от амплитуды колебательной скорости, поскольку настоящие результаты относятся к исследованию взаимодействия частиц в пучности колебательной скорости. Определяющая роль именно колебательной скорости, а не звукового давления становится ясна после сравнения взаимодействия частиц в узле и пучности волны: при малом коэффициенте бегучести



11



12

Рис. 11. Зависимость скорости сближения частиц от расстояния между ними

Рис. 12. Влияние звукового давления на характеристики процесса взаимодействия

1 — зависимость максимальной скорости относительного движения частиц от амплитуды звукового давления; 2 — зависимость радиуса взаимодействия от  $P$ ; 3 — зависимость скорости потока от звукового давления

в узле скорости взаимодействия не наблюдаются, тогда как в пучности скорости они имеют место.

Зависимость максимальной скорости относительного движения частиц от частоты звука при постоянном звуковом давлении (3000 бар) приведена на рис. 13 сплошной линией, где видно, что на более высоких частотах частицы взаимодействуют менее интенсивно. Но при этом они ближе подходят друг к другу, как это следует из рис. 14, где по оси ординат отложено минимальное расстояние между частицами, падающее с ростом частоты.

На характер взаимодействия частиц влияют свойства среды, в которой находятся частицы. Так, в гелии, который обладает кинематической вязкостью, почти в семь раз большей, чем воздух, частицы ликоподия взаимодействуют при одинаковой колебательной скорости и частоте звука менее интенсивно и на большем расстоянии. При частоте звука 3 кГц и колебательной скорости 70 см/сек максимальная относительная скорость частиц в воздухе равна 6 см/сек, тогда как в гелии она 2 см/сек; расстояние ближайшего подхода в воздухе 50 мк, в гелии — 150 мк.

Описанные взаимодействия заканчиваются тем, что частицы расходятся, следовательно, взаимодействия такого типа не приводят к укрупнению частиц. Однако не всегда в результате взаимодействия частицы расходятся. Наблюдаются случаи, когда частицы, сблизившись, движутся дальше как одно целое. Нередко образованию агрегата предшествует одно, два и большее число расхождений.

На рис. 15 представлены траектории в абсолютных и относительных координатах для двух частиц ликоподия, первое взаимодействие которых закончилось расхождением, а второе — образованием агрегата. Как видно, судьба процесса не связана с качественными характеристиками частиц, так как одни и те же частицы в одном случае расходятся, в другом — образуют агрегат.

Частицы других аэрозолей взаимодействуют подобно частицам ликоподия. Взаимодействия, состоящие из двух фаз — сближения и расхождения или объединения, наблюдались при озвучивании пыли полихлорвинила, тумана диметилфталата и др. Как и в случае с твердыми частицами, объединение не было единственным результатом взаимодействия

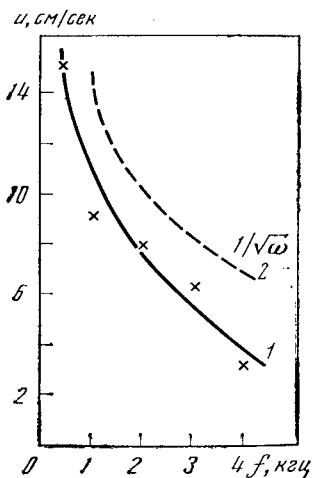
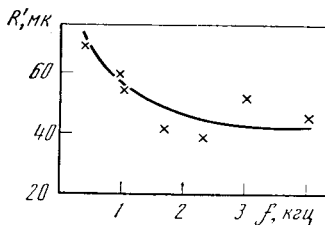


Рис. 13. Влияние частоты звука

1 — на скорость относительного движения частиц; 2 — на скорость акустического потока около цилиндра

Рис. 14. Зависимость минимального расстояния, до которого сближаются частицы, от частоты звука



капель, чаще частицы расходились, хотя эффективность объединения жидких частиц была выше, чем твердых. Мы экспериментально определили вероятность захвата для спор ликоподия и жидких частиц диметилфталата, находящихся в звуковом поле. Вероятность захвата рассчитывалась как отношение числа взаимодействий, вызывающих укрупнение частиц, к полному числу взаимодействий. При частоте звука 1—4 кГц и уровне давления в пучности 145—150 дБ вероятность захвата для ликоподия составляет  $6 \pm 4\%$ , тогда как для жидких частиц она оказалась выше  $13 \pm 7\%$ .

Наблюдая поведение частиц полидисперсных аэрозолей в звуковом поле, мы не заметили случаев взаимодействия частиц, соответствующих ортокинетическому механизму столкновений. Принципиальный интерес представляет взаимодействие частиц ликоподия и ликопердона. Оно происходит по универсальной для всех исследованных нами аэрозолей схеме, причем отталкивание частиц часто наблюдается на расстояниях, меньших разности амплитуд смещения частиц, т. е. на расстояниях, когда частицы должны были бы объединиться по ортокинетическому механизму. Этот факт можно рассматривать как еще одно доказательство неправомерности ортокинетической гипотезы.

Агрегаты из двух, трех и большего числа частиц в свою очередь вступают во взаимодействие с одиночными частицами или другими агрегатами. Это относится к агрегатам как первого, так и второго типа.

На основании проведенных экспериментов можно сделать некоторые выводы о природе процесса акустической коагуляции. Хотя эксперимент проводили с аэрозолями, сильно различающимися по своим свойствам и дисперсному составу, удалось обнаружить некоторые общие закономерности в поведении частиц.

Образование агрегатов монодисперсного аэрозоля проходило столь же успешно, что и полидисперсного, причем характер взаимодействия частиц того и другого аэрозоля был одинаков, что является существенным возражением против «ортокинетического» механизма объединения частиц как единственного, приводящего к коагуляции.

Возникающие в звуковом поле течения не оказывают заметного влияния на процесс образования агрегатов. Наряду с макропотоками в зоне коагуляции наблюдались мелкомасштабные вихри. Не было отмечено, чтобы развившиеся потоки ускоряли или приостанавливали образование агрегатов; взаимодействие частиц наблюдалось как в отсутствие потоков, так и при наличии их. Следует полагать, что роль потоков сводится к высаждению уже образовавшихся агрегатов.

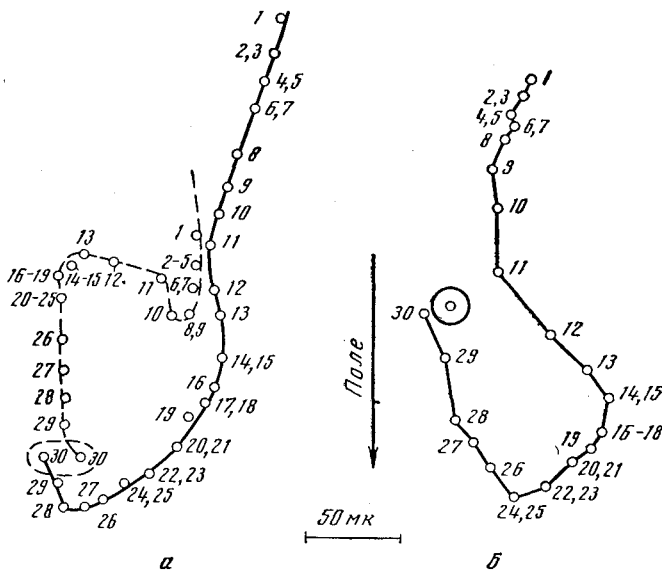


Рис. 15. Траектории в абсолютных и относительных координатах для случая двукратного взаимодействия частиц ликоподия

Образование агрегатов не только в пучности волны, где благодаря радиационному давлению создается максимальная концентрация частиц, а также тот факт, что образование агрегатов начинается сразу же после наложения звукового поля, т. е. значительно быстрее, чем могут переместиться частицы в пучность волны, противоречат радиационной гипотезе.

Предположение об участии в образовании агрегатов (особенно второго типа) сил, обусловленных наличием у частиц электрических зарядов, опровергалось следующим образом. Если бы в образовании агрегатов участвовали электрические силы, то при снятии акустического поля в процессе киносъемки авторы должны были бы обнаружить сближение или удаление частиц в агрегатах. Однако этого не было. После снятия акустического поля расстояние между частицами по горизонтали не изменяется.

Агрегаты, образованные одинаковыми частицами (ликопердон), падают как единое целое; при седиментации агрегатов, возникающих в полидисперсном аэрозоле (алюминиевая пыль), наблюдается постепенное расплывание агрегатов по вертикали: более тяжелые частицы обгоняют в своем падении более легкие.

Анализ результатов наших исследований показывает, что силы взаимодействия между частицами аэрозоля имеют гидродинамическое происхождение. Однако они не совпадают с известными силами Кёнига ни по величине, ни по направлению. Наблюдавшееся нами сближение по направлению соответствует теоретическим исследованиям Подольского и отличается от них лишь характером зависимости процесса от частоты озвучивания: полученное нами спадание скорости сближения с ростом частоты звука противоречит предсказанному Подольским увеличению скорости взаимодействия на более высоких частотах.

**ПОТОКОВЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ  
В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ**

Результаты экспериментов по исследованию взаимодействия частиц в звуковом поле качественно могут быть объяснены с точки зрения потокообразования около частиц. Как известно, взаимодействие звуковых волн с твердыми препятствиями приводит к возникновению вокруг последних постоянных циркуляционных течений. Рэлей первым показал, что акустические потоки относятся к явлениям второго порядка. Шлихтинг [49], решая уравнение пограничного слоя во втором приближении, установил, что потоки, развивающиеся вокруг неподвижного препятствия, состоят из малых циркуляционных течений в самом пограничном слое и внешних также циркуляционных течений.

В случае кругового цилиндра форма потоков симметрична по отношению к осям, проведенным через центр кругового сечения параллельно и перпендикулярно распространению волны (рис. 16). При этом внешний поток направлен от цилиндра вдоль линии колебаний, а внутренний — к цилиндру.

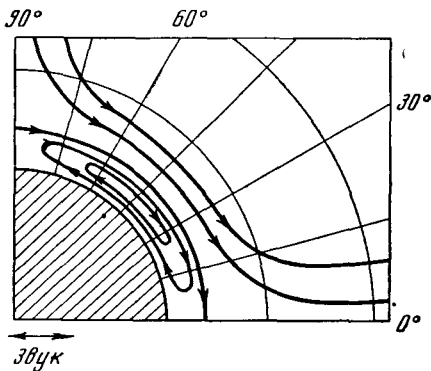
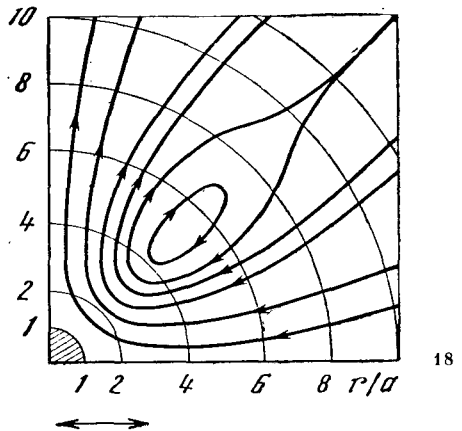
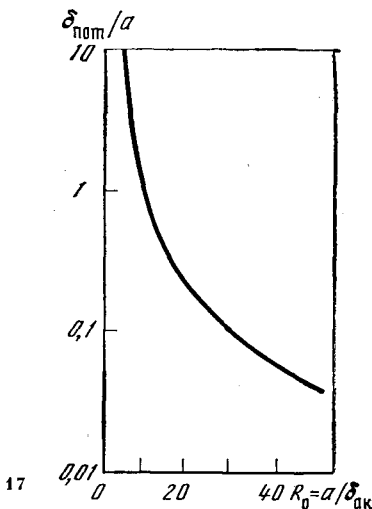


Рис. 16. Акустическое течение вблизи цилиндра

Рис. 17. Зависимость толщины потокового пограничного слоя от размера цилиндра

Рис. 18. Акустические потоки около цилиндра при малых числах Re





Поскольку решение уравнения пограничного слоя основано на предположении, что этот слой мал по сравнению с характерным размером препятствия, данное рассмотрение справедливо лишь при  $4a^2\omega \gg \nu$  или при больших числах  $Re$ . В ряде работ [50, 51] решение Шлихтинга уточнено и показано, что толщина потокового пограничного слоя  $\delta_{\text{пот}}$  (пространство, занятое внутренними вихрями) оказывается несколько больше, чем по теории Шлихтинга, и зависит от радиуса цилиндра. Важной величиной, определяющей толщину пограничного слоя, является модифицированное число Рейнольдса  $R_0 = a/\delta_{\text{ак}}$ , где  $a$  — радиус цилиндра,  $\delta_{\text{ак}} = \sqrt{\nu/\omega}$  — толщина акустического пограничного слоя.

На рис. 17 приведена зависимость толщины пограничного слоя от параметра  $R_0$ . При  $a/\delta > 30$  потоковый пограничный слой очень тонок и экспериментально могут наблюдаться только внешние потоки. При  $a/\delta < 10$  более заметны внутренние потоки, если же  $a/\delta$  имеют промежуточные значения, то заметны и те и другие, однако более заметны внешние потоки. С помощью табачного дыма Андраде [52] наблюдал внешние потоки около цилиндров и сфер. В условиях его эксперимента  $a/\delta \sim 17$ . Андраде отмечал, что с уменьшением интенсивности звука вихревое движение ослабевало и при некоторой достаточно малой интенсивности совсем исчезало. Было получено условие возникновения вихрей, которое соответствует требованию  $Re > 2-5$  и  $A/a \ll 1$ . Потоки противоположного направления наблюдал Карьере [53]. В этом случае  $a/\delta = 8$ , поэтому понятно, что более заметны были потоки пограничного слоя.

Задача о потоках, возникающих в звуковом поле около кругового цилиндра, рассматривалась Андресом и Ингардом [54, 55], которые связывали два типа потоков с различными значениями числа Рейнольдса. Они показали, что решение, полученное для малых значений числа  $Re$  ( $< 10$ ), приводит к потокам противоположного направления, чем при больших числах  $Re$ . На рис. 18 показаны потоки для одного квадранта в случае малых чисел  $Re$ . Все теоретические рассуждения вопроса о потоках требуют выполнения условия  $A/a < 1$ .

## § 1. Роль микропотоков в процессе взаимодействия частиц в звуковом поле

Если оценить, какие потоки развиваются вокруг частиц в экспериментах по изучению взаимодействия частиц, то оказывается, что направление потоков совпадает с направлением сил взаимодействия. В таблице (стр. 668) приведены параметры, определяющие качество потоков: число Рейнольдса, соотношение между размером частицы и толщиной пограничного слоя  $a/\delta$  и соотношение между амплитудой смещения частиц в звуковой волне и размером частицы  $A/a$ . На основе этих параметров сделаны выводы о характере потоков, возникающих вокруг частиц. Большинство экспериментов проводилось при больших числах  $Re$ . Исключения составляют эксперименты Горбачева и Северного, а также наши. При больших числах  $Re$  наблюдались два режима:  $a/\delta > 10$  и  $a/\delta < 10$ . В первом случае пространство, занятое внутренними вихрями, представляет собой лишь узкую полосу, значительно меньшую размера частиц. При  $a/\delta < 10$  толщина пограничного слоя становится соизмерима и даже больше размера частицы. Смену направления сил при малых расстояниях между частицами в опытах Кука и Сташевского можно объяснить тем, что частица попадает в вихри пограничного слоя, которые имеют направление, противоположное внешним. В экспериментах, проведенных Горбачевым и Северным, а также нами, условия таковы, что должны иметь место потоки, рассчитанные Андресом и Ингардом для  $Re < 10$ .

Экспериментатор и год наблюдений	Радиус частиц $a$ , мм	Частота звука $f$ , гц	Амплитуда колебательной скорости $U_0$ , см/сек	Расстояние между части- цами $d$	Характер взаимо- действия	$Re \equiv$ $= a U_0 / \nu$	$A/a$	$a/\delta$	$\delta$ пог	Характер потоков
Томас (1913)	2,8—7,8	60	36	Любое		120	1/3	> 100	~ 50 мк	Область, занятая внутренними потоками, ничтожно мала в сравнении с размером частиц. Внешние потоки хорошо выражены
Дёрр (1955) Гук (1902)	2,75—4,95 0,2—0,5 0,1—0,15	525 1287 1287	40 100 100	» » > 3 $a$ < 3 $a$	То же » »	80 20 10	1/4 1/3 1	> 25 18 6	~ 0,2 м.м 0,06 м.м 0,2—0,3 м.м	То же » Толщина пограничного слоя порядка размера частиц
Сташевский (1954)	2,5—1	384—160	50	От 2 $a$ до 8 м.м		100	1/10	20	~ 0,2 м.м	Пограничный слой тонок
	0,7—0,5	384—160	50	> 0,13 м.м < 0,13 м.м	То же	40	1/3	6	2—3 $a$	Толщина пограничного слоя сравнима с размерами частиц
Адамчук, Ста- шевский (1956) Горбачев, Се- верный (1936) Широкова, Эк- надосьянц (1965)	0,15—0,2 0,1 10 мк	— — 100—6000	15 — 20—200	От 2 $a$ до 1 м.м До 26 $a$ До 300 мк	То же » »	10 < 3 0,1—1,3	~ 1 — > 1	2 — 0,2—0,4	~ 10 $a$	Область, занятая внутренними вихрями, велика  Потоки, рассчитанные Андерсом и Ингардом для $Re < 10$

Направление сил взаимодействия между частицами совпадает с направлением этих потоков.

Вывод о том, что относительное движение частиц в звуковом поле представляет собой движение одной из них в потоке, возникающем около другой, может быть сделан на основе следующих рассуждений. Если в звуковом поле находятся две частицы на расстоянии  $d$  друг от друга, то можно показать, что уравнение движения вязкой жидкости относительно этих частиц распадается на два уравнения, каждое из которых определяет движение среды около одной из частиц. Уравнение Навье—Стокса для двух частиц, когда начало координат выбрано в первой частице, запишется в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{U}) + \nabla \times [(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U}] = -\nu(\nabla \times \nabla \times)\nabla \times \mathbf{U}. \quad (27)$$

Скорость в любой точке среды будем искать как  $\mathbf{U}_1 + \mathbf{U}_2$ , где  $\mathbf{U}_1$  и  $\mathbf{U}_2$  — скорости жидкости соответственно в присутствии только первой или второй частицы. Тогда уравнение (27) в системе координат, связанной с первой частицей, можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla' \times \mathbf{U}_1 + \frac{\partial}{\partial t} \nabla' \times \mathbf{U}_2 + (\mathbf{U}_1 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_1) + (\mathbf{U}_2 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_2) + \\ + (\mathbf{U}_1 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_2) + (\mathbf{U}_2 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_1) = \\ = -\nu \nabla' \times \nabla' \times \nabla' \mathbf{U}_1 - \nu \nabla' \times \nabla' \times \nabla' \mathbf{U}_2, \end{aligned} \quad (28)$$

где штрих означает дифференцирование по  $r$ .

Оценим порядки членов данного уравнения, при этом будем рассматривать только случай, когда частицы разнесены на расстояние, значительно превосходящее толщину пограничного слоя ( $d \gg \delta$ , где  $\delta$  — толщина пограничного слоя):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla' \times \mathbf{U}_1 &= \frac{1}{T} \frac{U_1}{\delta} = \frac{U_1}{Td} \left(\frac{\delta}{d}\right)^{-1}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \nabla' \times \mathbf{U}_2 &= \frac{1}{T} \frac{U_2}{d+\delta} \approx \frac{U_2}{T\delta} \left(\frac{\delta}{d}\right)^1, \\ (\mathbf{U}_1 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_1) &= \frac{U_1^2}{\delta^2} = \frac{U_1^2}{d^2} \left(\frac{\delta}{d}\right)^{-2} \\ (\mathbf{U}_2 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_2) &\approx \frac{U_2^2}{\delta^2} \left(\frac{\delta}{d}\right)^2, \\ (\mathbf{U}_1 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_2) &= \frac{U_1 U_2}{\delta^2} \left(\frac{\delta}{d}\right)^1 \text{ и т. д.;} \end{aligned}$$

здесь  $T$  — характерное время процесса (в нашем случае — период колебания).

Пренебрегая в (29) членами более высокого порядка малости чем  $(\delta/d)^{-1}$ , получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla' \times \mathbf{U}_1 + (\mathbf{U}_1 \nabla')(\nabla' \times \mathbf{U}_1) = -\nu \nabla' \times \nabla' \times \nabla' \mathbf{U}_1. \quad (29)$$

Аналогичное уравнение будет для  $\mathbf{U}_2$ , если систему координат связать со второй частицей.

Таким образом, при выполнении условия  $d \gg \delta$  уравнения движения среды относительно двух частиц разделяются. Решение каждого из этих уравнений для сферы и цилиндра известно только при  $A/a \ll 1$ , где  $A$  — амплитуда смещения,  $a$  — радиус сферы. В этом случае функция

тока потока около цилиндра [54]<sup>1</sup> записывается в виде

$$\psi = -\frac{U_0^2}{4\omega} f(r/a, a/\delta) \sin 2\theta, \quad (30)$$

где  $U_0$  — амплитуда колебательной скорости;  $f(r/a, a/\delta)$  — выражается через специальные функции.

В нашем эксперименте действует неравенство  $A/a > 1$ , следовательно, условие, при котором рассчитаны потоки, не выполняется. Однако пока характер течения около частиц не меняется, т. е. пока поток не турбулизуется, можно утверждать, что функция тока потока при больших амплитудах будет отличаться от функции тока потока при малых уровнях звука только множителем, конфигурация и направление потока останутся прежние.

Задача сводится к нахождению потока около двух частиц, если известны потоки около каждой из них. Уравнение для стационарных потоков имеет вид

$$(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U} = -\frac{1}{\rho}\nabla p_0 + \nu\Delta\mathbf{U}, \quad (31)$$

где  $\nabla p_0$  — сила, вызывающая поток.

Если число Рейнольдса для потока ( $\text{Re}_{\text{пот}} = aU/\nu$ , где  $U$  — скорость потока) мало, что справедливо для течений, возникающих в звуковом поле вокруг малых частиц, то уравнение (27) переходит в

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p_0 + \nu\Delta\mathbf{U} = 0. \quad (32)$$

Уравнение (32) линейно, следовательно, справедлив принцип суперпозиции и мы имеем право складывать функции тока, которые определяются соотношением (30) и связаны с  $U$  линейной операцией  $\mathbf{U} = \text{rot } \psi$ .

Нас интересует поток относительно одной из частиц; его функция тока будет представлять сумму функций тока собственного потока этой частицы плюс функция тока потока, возникающего вокруг второй частицы, записанная в системе координат, связанной с первой частицей:

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_1 + \psi_2; \\ \psi_1 &\approx -\frac{U_0^2}{\omega} f(r/a, a/\delta) \sin 2\theta; \\ \psi_2 &\approx -\frac{U_0^2}{\omega} f(r'/a, a/\delta) \sin 2\theta'; \\ \psi &\approx -\frac{U_0^2}{\omega} [f(r/a, a/\delta) \sin 2\theta + f(r'/a, a/\delta) \sin 2\theta']. \end{aligned}$$

Мы получим поток, определяющий движение второй частицы относительно первой, положив  $r=d$  и  $r'=0$ .

В этом случае  $\psi \approx (-U_0^2/\omega) f(r/a, a/\delta) \sin 2\theta$ . Следовательно, вторая частица будет двигаться в потоке, возникающем около уединенной первой частицы, не изменяя его; собственный поток этой второй частицы на ее движение никакого влияния оказывать не будет.

Рассмотрение траекторий относительного движения частиц показывает, что они не точно повторяют линии тока потока около фиксированной частицы, а отличаются от последних меньшей кривизной в точке наибольшего сближения частиц. Одна из экспериментальных траекторий показана сплошной линией на рис. 19, пунктиром нанесены возможные линии тока. Отсутствие полного совпадения между траекторией и линией

<sup>1</sup> Как показал Лейн [56], различие между потоками, возникающими около сферы и цилиндра, незначительно

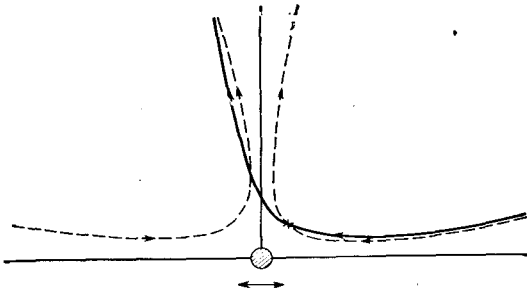


Рис. 19. Траектория относительного движения частиц ликоподия и линии тока акустического микропотока

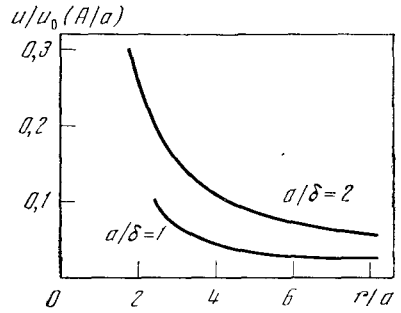


Рис. 20. Изменение скорости акустического потока около цилиндра с расстоянием

тока может быть объяснено следующим образом. На частицу, движущуюся в потоке, действует сила сопротивления Стокса. Уравнение движения частицы имеет вид

$$6\pi\eta aU = \frac{4}{3}\pi a^3\rho\dot{U}, \quad (33)$$

где  $\eta$  — вязкость среды;  $\rho$  — плотность частицы.

Если частица движется в стационарном потоке по траектории с радиусом кривизны  $R$ , то  $\dot{U} = U^2/R$ . Тогда  $6\pi\eta aU = \frac{4}{3}\pi a^3 U^2/R$ , или для частицы ликоподия, находящейся в воздухе,  $10^3 = \dot{U}/R$ . Условие движения частицы по линии тока запишется как  $10^3 = U/R$ . Если же скорость потока и кривизна линии тока таковы, что выполняется неравенство  $10^3 < U/R$ , то частица не сможет следовать вдоль линии тока, а по инерции будет двигаться по касательной к линии тока в точке отрыва. Для случая, приведенного на рис. 19, в точке, отмеченной крестом, действует неравенство  $10^3 < U/R$ , поэтому частица в этой точке отрывается и переходит на другую линию тока. Точки ближайшего подхода частиц друг к другу, где и скорость и кривизна максимальны, являются наиболее вероятными точками срыва частицы с линии тока. На удаленных и менее искривленных участках траектории частица движется вдоль линии тока.

Потоковый механизм взаимодействия частиц в звуковом поле позволяет объяснить установленные экспериментально закономерности этого процесса. Согласно (30), скорость потока возрастает с увеличением уровня звука, как это показано кривой 3 на рис. 12. Зависимость скорости потока от частоты звука изображена кривой 2 на рис. 13. Сравнение зависимости скорости потока от уровня и частоты звука с зависимостью скорости относительного движения частиц от этих же параметров позволяет сделать вывод, что эти зависимости носят одинаковый характер; можно также сказать, что обе эти скорости хорошо сходятся по порядку величин. Если учесть, что скорость относительного движения частиц равна удвоенной скорости потока, поскольку каждая из взаимодействующих частиц движется в потоке, возникающем около другой, то совпадение скоростей потока и относительного движения частиц при малых уровнях звука будет лучше, тогда как при больших звуковых давлениях кривые будут сильнее расходиться. Этот факт отражает ограниченную применимость формулы (30), она правильна лишь для малых уровней звука.

Как следует из формулы (30), геометрия акустических потоков определяется безразмерным параметром  $a/\delta$ , влияющим на скорость и на расстояние, на котором проходит стационарная линия тока, где скорость максимальна (на более близких линиях тока скорость резко спадает).

На рис. 20 показано, как изменяется безразмерная скорость потока  $\frac{U}{U_0(A/a)}$  вдоль линии тока для разных значений  $a/\delta$ . Изменение вели-

чины скорости потока с расстоянием носит тот же характер, что и изменение скорости относительного движения частиц, изображенное на рис. 11 ( $a/\delta = 0,3$ ). Для больших значений  $a/\delta = a\sqrt{\omega/\nu}$  линии тока, на которых скорость потока максимальна, ближе проходят к телу, для малых — отодвигаются от него. Это обстоятельство объясняет тот факт, что с ростом частоты звука минимальное расстояние, до которого сближаются частицы в процессе взаимодействия, уменьшается. Изменение частоты от 400 гц до 4 кгц соответствует изменению  $a/\delta$  от 0,15 до 0,4.

Еще заметнее влияние параметра  $a/\delta$  на величину скорости и минимальное расстояние в опытах с гелием. В этом случае величина  $a/\delta$  принимает значения 0,05—0,13. Линии тока максимальной скорости проходят на еще большем расстоянии от тела, а величина скорости снижается, что хорошо согласуется с результатами экспериментов по взаимодействию частиц в гелии, обнаружившими уменьшение скорости взаимодействия частиц и увеличение минимального расстояния между частицами приблизительно в  $\sqrt{\nu_r/\nu_v}$  раз ( $\nu_r$  и  $\nu_v$  — кинематические вязкости соответственно гелия и воздуха) по сравнению с воздухом.

Представление о потоках, как основе процесса взаимодействия частиц в звуковом поле, позволяет качественно объяснить образование двух типов агрегатов. Как мы заметили, тип агрегата определяется размером частиц. Очевидно, что чем меньше размер частиц, тем меньшее число линий тока потока пройдет на расстоянии  $d \leq 2a$  от фиксированной частицы, т. е. тем меньше вероятность встречи частиц, их слипания и образования агрегата первого типа. Взаимодействие мелких частиц может происходить на расстояниях, значительно превосходящих их размеры. При этом если частица движется по линии тока, не проникающей в пограничный слой, то относительное движение частиц аналогично движению частиц ликоподия: частицы сближаются с нарастающей скоростью, достигающей максимума при минимальном расстоянии между ними, а затем расходятся.

В тех случаях, когда линии тока проходят от частицы на расстоянии, меньшем  $\delta$ , скорость потока сильно убывает по мере проникновения в пограничный слой. Мелкая частица, двигаясь вдоль такой линии тока, затормаживается. Относительное движение сблизившихся частиц становится настолько незначительным, что вокруг них, как около единого целого, возникает новая вихревая система. Эти вторичные потоки вызывают взаимодействие агрегатов, состоящих из двух, трех и большего числа частиц, связанных пограничным слоем.

Крупные частицы в силу большей инерции не успевают погасить скорость на расстояниях порядка своего размера ( $\delta \sim a$ ) и продолжают движение по линии тока. Частицы, размер которых соизмерим с толщиной пограничного слоя, не образуют агрегатов второго типа, они либо расходятся, либо образуют агрегаты первого типа в результате сцепления или слипания частиц.

Из потокового механизма не следует принципиальная невозможность образования мелкими частицами агрегатов первого типа. Однако вероятность этого процесса убывает с уменьшением размера частиц аэрозоля.

## § 2. Сближение и захват частиц в звуковом поле

Нашу гипотезу о природе процесса акустической коагуляции аэрозолей можно сформулировать так: образование агрегатов в звуковом поле происходит в результате взаимодействия частиц, вызванного акустическими течениями, возникающими вокруг частиц в звуковом поле.

Рассчитаем число встреч частиц в звуковом поле, полагая, что частицы встретятся в том случае, если линия тока потока, возникающего около

одной из частиц и увлекающего вторую, пройдет на расстоянии  $a \leq d \leq 2a$  от центра первой частицы (рис. 21). Число встреч на единицу длины выделенной частицы за единицу времени равно

$$M = dSnU, \quad (34)$$

где  $dS$  — площадка, ограниченная линиями тока  $\psi_1 = \psi_1(0)$  и  $\psi_2 = \psi_2$  ( $r/a = 2$ ,  $\theta = 45^\circ$ );  $n$  — концентрация частиц вблизи фиксированной частицы;  $U$  — скорость движения частиц в районе встречи.

Концентрация частиц  $n$  не равна концентрации на бесконечности  $n_0$ , так как движение частиц вдоль линии тока неравномерное. Однако число частиц, прошедших за единицу времени через площадку  $dS$ , равно числу частиц, прошедших за единицу времени через любую площадку, ограниченную этими же линиями тока  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , в частности, через площадку  $dS_0$ , отстоящую от частицы на расстоянии  $r/a \gg 1$ , где концентрация частиц  $n_0$  и скорость потока  $U_0$

$$M = dS_0 n_0 U_0. \quad (35)$$

Если известно, какие потоки развиваются вокруг частиц, можно определить число встреч  $M$ . Как было показано в предыдущем параграфе, потоки около частиц ликоподия при невысоких уровнях звукового давления удовлетворительно описываются функцией тока, определяемой соотношением (30). Учитывая особенности этих потоков, мы получили выражение для числа встреч с фиксированной частицей в единицу времени:

$$M \approx \frac{U_0^2 a^3 n_0}{v}. \quad (36)$$

Поскольку выделенная частица находится в движении, полное число встреч в единице объема в единицу времени запишется в виде

$$N \approx \frac{U_0^2 a^3 n_0^2}{v_i}. \quad (37)$$

Полученное выражение справедливо лишь для таких условий озвучивания аэрозоля, когда  $Re < 10$  и  $A/a < 1$ , поэтому оно лишь приближенно отражает закономерности взаимодействия частиц грубодисперсных аэрозолей. Когда частица в значительной степени вовлекается в колебательное движение среды (при низких частотах звука), скорость обтекания частицы средой определяется как  $U_0 k_{обт}$  ( $k_{обт}$  — коэффициент обтекания) и выражение для  $N$  приобретает вид

$$N \approx \frac{U_0^2 k_{обт}^2 a^3 n_0^2}{v}. \quad (38)$$

Чтобы определить число встреч частиц мелкодисперсного аэрозоля, нужно знать, какие акустические потоки возникают вокруг частиц при  $Re < 10$  и  $A/a > 1$ . В таком приближении задача о потоках не решена<sup>1</sup>.

Говоря о встрече частиц, обусловленной их движением в микропотоках, мы предполагали, что каждое соприкосновение частиц ведет к коагуляции, т. е. отождествляли акт встречи и акт коагуляции. В действительности же это, конечно, не так; вопрос об эффективности столкновения

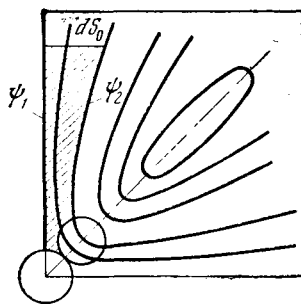


Рис. 21. К расчету числа встреч частиц в звуковом поле

<sup>1</sup> См. [75\*, 76\*].

$S, \mu\text{к и, см/сек}$

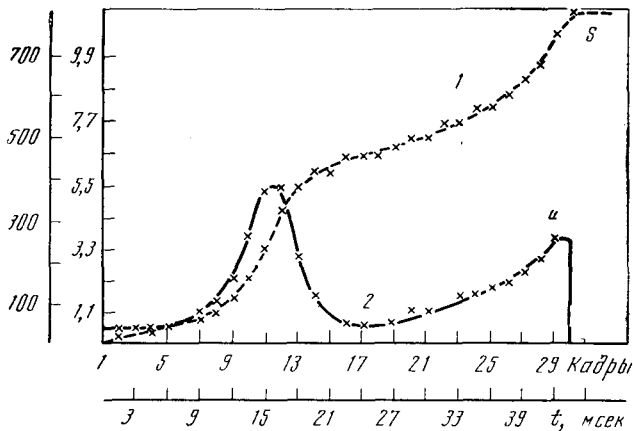


Рис. 22. Относительное смещение (1) и относительная скорость частиц (2) для взаимодействия, изображенного на рис. 15

частиц составляет специальную проблему механики аэрозолей и в настоящее время еще слабо изучен.

Как уже отмечалось, мы сравнивали вероятность захвата частиц ликоподия и диметилфталата в звуковом поле. Определяемая нами вероятность захвата не является мерой эффективности столкновений, поскольку она рассчитывалась как отношение числа взаимодействий, приводящих к укрупнению частиц, к полному числу наблюдаемых взаимодействий. К наблюдаемым взаимодействиям относятся не только те, при которых частицы соприкасаются, но и происходящие на расстояниях, больших  $2a$ . Эффективность столкновения частиц представляет собой отношение числа объединений к числу соприкосновений, или встреч частиц. Наша методика не позволяет точно определить, имеет ли место соприкосновение частиц при взаимодействии или нет, поэтому мы не могли рассчитать эффективность столкновения частиц и сделали некоторые выводы об этой величине косвенным путем.

Если каждая встреча эффективна в смысле слипания, то определяемая нами вероятность захвата должна совпасть с вероятностью встреч, т. е. с отношением числа встреч к полному числу взаимодействий. Полное число взаимодействий включает случаи движения частиц по всем линиям тока внутри угла  $\theta=45^\circ$ . Вероятность встреч для частоты звука 1—4 кгц при уровне звукового давления 148 db составляет 48—64%. Экспериментально определяемая вероятность объединения для частиц ликоподия при этих же акустических режимах изменялась от 4 до 6%, тогда как для жидких частиц — от 5 до 16%. Таким образом, вероятность захвата оказалась существенно меньше вероятности встреч, причем для жидких частиц вероятность объединения выше, чем для твердых, что свидетельствует о различных эффективностях столкновения между твердыми частицами и между жидкими частицами.

Подтверждением того, что вероятность захвата связана с действующими при малом расстоянии между частицами силами Ван дер Ваальса, является рассмотрение взаимодействия частиц с энергетической стороны. Взаимодействие частиц в звуковом поле может иметь два исхода — расхождение частиц и образование агрегата, причем одни и те же частицы при многократном взаимодействии могут и расходиться, и агрегировать.

На рис. 22 показан график (1) относительного смещения частиц для двукратного взаимодействия частиц, приведенного на рис. 15. Дифференцированием этой кривой получен график относительных скоростей частиц (2), из которого видно, что скорости, с которыми частицы подходят друг к другу на минимальное расстояние, различны в случае последую-



щего расхождения и при образовании агрегата; в первом случае скорость всегда больше, чем во втором. Для данного случая расхождению соответствует относительная скорость 5,65 *см/сек*, при образовании агрегата частицы сближались со скоростью 3,78 *см/сек*.

Сравнение скоростей сближения в других случаях взаимодействия частиц показало, что захват частиц происходит всегда при скоростях, меньших, чем их расхождение.

Таким образом, для образования агрегата необходимо, чтобы кинетическая энергия сближающихся частиц не превышала определенного значения, выше которого захват (т. е. образование агрегата) оказывается невозможным.

В монографии Н. А. Фукса [3] предложено следующее теоретическое рассмотрение вопроса об эффективности соприкосновения аэрозольных частиц. Исходя из того, что потенциал молекулярных сил, действующих между элементарными объемами вещества  $dv_1$  и  $dv_2$ , разнесенными на расстояние  $d$ , равен

$$d\Psi = -Q \frac{dv_1 dv_2}{d^6}, \quad (39)$$

потенциал для двух одинаковых шарообразных частиц радиусом  $a$  можно записать в виде

$$\Psi = -\frac{\pi^2 Q}{6} \left\{ \frac{2a^2}{d^2} + \frac{2a^2}{d^2 - 4a^2} + \ln \left( 1 - \frac{4a^2}{d^2} \right) \right\}, \quad (40)$$

а в случае соприкасающихся сфер, когда  $d = 2a + \beta$  (где  $\beta$  — длина порядка молекулярного диаметра):

$$\Psi = -\frac{\pi^2 Q a}{12\beta}. \quad (41)$$

Если потенциал молекулярных сил больше кинетической энергии сближающихся частиц, то частицы не могут оторваться друг от друга после столкновения.

Используя полученное в работе [3] значение константы  $Q$  [ $Q = (2-5) \cdot 10^{-13}$  эрг], можно оценить критическое значение скорости сближения частиц ликоподия. Оно оказалось равным 2,7—4,5 *см/сек*. При скоростях, меньших критической, должен наблюдаться захват частиц, тогда как при больших значениях скорости захват наблюдаться не будет. Выводы о скоростях взаимодействия, необходимых для образования агрегата, полученные теоретически и экспериментально, совпадают достаточно хорошо.

Таким образом, рассмотрев две стадии процесса коагуляции (сближение частиц и образование агрегатов), можно сделать заключение, что роль звукового поля сводится к сближению частиц и увеличению числа столкновений между ними. При образовании агрегатов первого типа, где частицы слипаются, определяющими являются молекулярные эффекты на поверхности частиц, влияющие и на прочность образовавшихся агрегатов. Как уже отмечалось, в агрегатах второго типа частицы не соприкасаются. Образование этих агрегатов вызвано исключительно звуковым полем, вне которого они разрушаются. В работе [40] отмечался эффект диспергирования агрегатов сразу же после удаления из звукового поля. По видимому, автор наблюдал агрегаты второго типа.

### § 3. Осаждение частиц и агрегатов

Озвучивание аэрозолей приводит к очистке газа от мельчайших взвешенных частиц. Два процесса способствуют удалению аэрозольных частиц: коагуляция и осаждение отдельных частиц и агрегатов.

Агрегаты осаждаются лучше одиночных частиц как под действием собственного веса, так и благодаря инерционным эффектам. При этом независимо от того, соприкасаются ли частицы в агрегатах (агрегаты первого типа) или находятся на некотором расстоянии друг от друга (второй тип), сопротивление среды движению комплекса частиц оказывается меньше, чем отдельной частице, что связано с гидродинамическим взаимодействием частиц.

В работе [57] приведен расчет скорости движения для двух сферических частиц под действием силы  $F$ :

$$U = \frac{F}{6\pi\eta a} \left[ 1 + \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) \frac{a}{2d} + \dots \right], \quad (42)$$

где  $d$  — расстояние между центрами частиц;  $\theta$  — угол между линией центров частиц и направлением движения. Добавочная скорость, получаемая каждой частицей, равна скорости течения, создаваемого другой частицей в той точке, где находится первая [58].

Следовательно, образование агрегатов как первого, так и второго типа способствует очистке газа. Но, как отмечалось, агрегаты второго типа, образованные частицами разного размера, менее устойчивы, чем в случае монодисперсного аэрозоля. Поэтому основную роль в осаждении полидисперсных аэрозолей играют агрегаты первого типа. Вероятность образования таких агрегатов из частиц размером в несколько микрон возрастает при повышении частоты озвучивания (величина  $a/\delta$  не должна быть очень мала).

Осаждение агрегатов происходит как в коагуляционной камере, так и вне ее (отстойники, циклоны). При исследовании воздействия звука на аэрозоль обычно интересуются осаждением в камере. Осаждение в этом случае может происходить гравитационным путем на дно камеры и в результате проявления инерции при движении в акустическом потоке — на стенки.

Согласно работе [20], скорости потоков достигают значительной величины (при уровне давления более 160 дБ скорость потока превышает 2 м/сек), поэтому в точках максимальной кривизны циркуляционных течений будет наблюдаться локальное осаждение аэрозольных частиц, причем осаждаются могут не только агрегаты, но и отдельные частицы.

На основании сказанного, можно сделать вывод о том, что роль звука в очистке газа от взвешенных частиц сводится к сближению частиц вплоть до образования агрегатов и осаждению образовавшихся агрегатов и одиночных частиц на стенках камеры благодаря акустическим течениям.

## Глава 5

### ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

Работы по исследованию закономерностей процесса акустической коагуляции аэрозолей и выявлению оптимальных условий протекания процесса легли в основу создания промышленных установок для газоочистки, в которых акустический коагулятор применяется совместно с известными способами осаждения аэрозолей: гравитационным, инерционным, фильтрацией, электростатической очисткой.

Назовем некоторые наиболее типичные установки [59].

В США основная работа по созданию таких установок проводилась фирмой «Ultrasonic Corporation». Акустический метод использовался для очистки газов доменных печей и осаждения других аэрозолей [60, 61]. В сернокислотной промышленности установка по коагуляции была построена в Нью-Джерси. Использовался звук частотой 2,25 кгц при уровне 150 дб. Время озвучивания аэрозоля с частицами радиусом от 0,25 до 2,5 мк составляло 4 сек, причем некоторая часть тумана оставалась на стенках башни, а часть осаждалась в циклоне. Крупная установка смонтирована для улавливания сажи [62]. Оптимальная частота звука лежит в районе 3—5 кгц. В агломерационной башне осаждается лишь небольшая часть укрупненных частиц, бóльшая же часть улавливается в двух последовательно соединенных циклонах.

Большая работа по внедрению акустического способа очистки газов в промышленность проведена в последние годы в Польше [63]. На установке, смонтированной на металлургическом заводе в г. Шопеницы, для озвучивания использовалась частота 9 кгц и интенсивность 140 дб, причем была достигнута довольно высокая степень очистки газа, содержащего частицы размером менее 1 мк. В Венгрии звуковое излучение частотой от 4,6 до 5,5 кгц и интенсивностью 151 дб использовалось для очистки газов цементных печей [64]. В Токио создана промышленная звукоинерционная установка для очистки крекинг-газа [65].

В Советском Союзе акустическая коагуляция нашла применение для осаждения форсуночной сажи на сажевых заводах, буровой пыли в забоях (частота озвучивания от 7 до 13 кгц) [66], окиси цинка на Ленинградском заводе им. Д. И. Менделеева [67], дымов ТЭЦ [24] (в двух последних случаях применялись частоты ниже 1 кгц), частиц огнеупорной глины [25] и т. д. Нужная эффективность процесса достигалась не во всех случаях. Анализ имеющихся данных показывает, что для осаждения достаточно грубодисперсных аэрозолей с частицами размером порядка 10 мк хороший результат получается при частотах от 2 до 6 кгц и уровнях звука 150 дб и более. Эти же режимы по отношению к более мелкодисперсным аэрозолям, чаще всего встречающимся в практике пылеулавливания, не столь результативны. Акустический метод в этом случае оправдан только для ценных продуктов.

Согласно отчету фирмы «Macrosonic» [68], в настоящее время имеется тенденция повышать частоту озвучивания (более 16 кгц). На основе наших исследований взаимодействия частиц также можно сделать вывод о необходимости применять более высокие частоты звука. Отметим тот факт, что первые эксперименты по акустической коагуляции с наиболее тонкодисперсным аэрозолем (табачным дымом), давшие хорошие результаты и тем самым вызвавшие интерес к данному явлению, как раз проводились при очень высоких частотах озвучивания (~90 кгц) [69]. Возможно, что переход к более высоким частотам озвучивания будет способствовать повышению эффективности процесса.

На данном этапе акустическая коагуляция находит применение, ибо позволяет осаждать высокодисперсные аэрозоли, улавливание которых обычными аппаратами сопряжено со значительными трудностями, а иногда вообще невозможно. Другое преимущество этого метода очистки — применимость его к агрессивным газам, возможность работы при высоких температурах и давлениях. Устройство коагуляционных колонн несложно. Недостаток метода заключается в сравнительно высоких энергетических затратах, поэтому наибольший интерес представляет улавливание дорогих продуктов и агломерация туманов.

Хотя акустическая коагуляция аэрозолей довольно широко применяется в промышленности, теория этого процесса еще полностью не разработана.

1. H. S. Patterson, W. Sawood. Phenomena in a Sounding Tube. — *Nature*, 127, N 3209, 667, 1931.
2. Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. Изд-во АН СССР, 1963.
3. Н. А. Фукс. Механика аэрозолей. Изд-во АН СССР, 1955.
4. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. Физматгиз, 1959.
5. W. König. Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen. — *Ann. Phys. und Chem.*, 42, 3, 353, 1891.
6. O. Grandt, H. Freund, E. Hiedemann. Zur Theorie der akustischen Koagulation. — *Kolloid.-Z.*, 77, 1, 103, 1936.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1954.
8. А. С. Денисов, А. А. Подольский, В. И. Турубаров. Об увлечении аэрозольных частиц в звуковом поле при числах Рейнольдса  $\leq 1$ . — *Акуст. ж.*, 11, вып. 1, 1965.
9. Б. Ф. Подошевииков. Исследование акустической коагуляции высокодисперсного аэрозоля. Канд. дисс. (Моск. ин-т хим. маш. — Научно-исслед. ин-т очистки газов.) М., 1960.
10. Н. Л. Широкова, О. К. Экнадиосянц. О взаимодействии частиц аэрозоля в акустическом поле. — *Акуст. ж.*, 11, вып. 3, 409, 1965.
11. И. Н. Каневский. Постоянные силы, возникающие в звуковом поле. — *Акуст. ж.*, 7, вып. 1, 3, 1961.
12. P. I. Westervelt. Acoustic Radiation Pressure. — *JASA*, 29, 1, 26, 1957.
13. L. V. King. On the Acoustic Radiation Pressure on Spheres. — *Proc. Roy. Soc.*, A147, 861, 212, 1934.
14. K. Yosiooka, G. Kawasima. Acoustic Radiation Pressure on a Compressible Sphere. — *Acustica*, 5, 3, 167, 1955.
15. Л. П. Горьков. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости. — *ДАН СССР*, 140, № 1, 88, 1961.
16. H. W. St. Clair. Agglomeration of Smoke, Fog or Dust Particles by Sonic Waves. — *Industr. and Engng Chem.*, 41, 11, 2434, 1949.
17. P. I. Westervelt. The Mean Pressure and Velocity in a Plane Acoustic Wave in a Gas. — *JASA*, 22, 3, 319, 1950.
18. F. I. Westervelt. The Theory of Steady Forces Caused by Sound Waves. — *JASA*, 23, 4, 312, 1951.
19. Рэлей. Теория звука, т. 2. М., 1955.
20. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников. К вопросу о потоках, возникающих в стоячей волне. — *Акуст. ж.* 11, вып. 1, 35, 1965.
21. C. A. Bjerkness. Hydrodynamische Fernkräfte. Leipzig, 1915.
22. W. König. Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen. Über die Kräfte zwischen zwei Kugeln in einer schwingenden Flüssigkeit und über die Entstehung der Kundtschen Staubfiguren. — *Ann. Physik*, 42, 4, 549, 1891.
23. С. В. Пшенай-Северин. О сближении аэрозольных частиц в звуковом поле под действием гидродинамических сил Осеена. — *ДАН СССР*, 125, № 4, 775, 1959.
24. В. И. Тимошенко. Исследование взаимодействия аэрозольных частиц в акустическом поле. Автореф. Л., 1964.
25. А. А. Подольский, В. И. Турубаров. К теории сближения аэрозольных частиц в звуковом поле в стоковском режиме обтекания. — *Акуст. ж.*, 12, вып. 2, 292, 1966; Расчет гидродинамического сближения аэрозольных частиц в звуковом поле в осееновском режиме обтекания. — *Акуст. ж.*, 13, вып. 3, 367, 1967.
26. V. Matula. Koagulacja zanieśin pouretrzných ulepszoným generatorem aerodynamic znym. Дисс. ПНР, 1957.
27. E. G. Richardson. Behaviour of Aerosols in Acoustical and Turbulence Fields. — *Acustica*, 2, 4, 141, 1952.
28. В. А. Гудемчук, Б. Ф. Подошевииков, Б. Д. Тартаковский. К вопросу о роли турбулентности в явлении акустической коагуляции аэрозолей. — *Акуст. ж.*, 5, вып. 2, 246, 1959.
29. Р. Ш. Школьников. Акустическая коагуляция аэрозолей в технике пылеулавливания. — В сб.: «Борьба с силикозом», т. 5, 1962.
30. Р. Паркер. Экспериментальное исследование процесса коагуляции под действием ультразвуковых колебаний. — В сб. «Аэрозоли», 1937.
31. O. Grandt. Über das Verhalten von Schwerstoffen in schwingenden Gasen bei Schall- und Ultraschallfrequenzen. — *Kolloid. Z.*, 76, 31, 272, 1936.
32. Б. Ф. Подошевииков. Об изменении дисперсного состава тумана диоктилфталата при коагуляции в звуковом поле. — В сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», вып. 15, 1961, стр. 137.

33. М. Л. Варламов, Е. Л. Кричевская и др. Акустическая коагуляция тумана, содержащего соединения фтора. — Ж. прикл. химии, 34, 1, 78, 1961.
34. Д. Б. Дианов, Л. Г. Меркулов, В. И. Никитенко. Осаждение окиси цинка в акустическом поле. — Акуст. ж., 8, вып. 1, 60, 1962.
35. Р. Ш. Школьникова, Р. К. Орлова. Опыт использования акустических колебаний для осаждения буровой пыли. — В сб. «Борьба с силикозом», т. 3, 1959, стр. 75.
36. C. A. Stokes. Sonic Agglomeration of Carbon Black Aerosols. — Chem. Engng Progr., 46, 8, 423, 1950.
37. H. W. Danser. Eliminate Stack Dusts and Mists. — Chem. Engng, 57, 5, 158, 1950.
38. Y. Oyama, I. Inoue, Y. Sawahata, M. Okada. On the Sonic Agglomeration and Collection System. — J. Sci. Res. Inst., 48, 260, 1954.
39. R. Yahn. Recent Developments in Sonic Dust-Extraction Processes. — Engng Digest, 17, 1, 21, 1956.
40. H. W. St. Clair. Agglomeration of Smoke, Fog or Dust Particles by Sonic Waves. — Industr. and Engng Chem., 41, 11, 2434, 1949.
41. G. Thomas. Die hydrodynamischen Wirkungen einer schwingenden Luftmasse auf zwei Kugeln. — Ann. Physik, 42, 16, 1079, 1913.
42. W. Dörfl. Anziehende und abstoßende Kräfte zwischen Kugeln in Schallfeld. — Acustica, 5, 3, 163, 1955.
43. S. R. Cook. On Flutings in a Soundwave and the Forces due to a Flux of a Viscous Fluid Around Spheres. — Phil. Mag., 3, 17, 471, 1902.
44. W. Staszewski. On the Mutual Influence of Spheres in Vibrating Air. — Acta phys. polon., 13, 3, 209, 1954.
45. B. Adamczyk, W. Staszewski. On the Longitudinal Attraction and Repulsion of Spheres in Vibrating Air. — Acta phys. polon., 15, 1, 43, 1956.
46. С. В. Горбачев, А. Б. Северный. К вопросу о воздействии звуковых волн на капли тумана. — Ж. физ. хим., 7, вып. 4, 536, 1936.
47. Л. И. Бураков, О. К. Экнадиосянц. О поведении частиц аэрозоля в акустическом поле. — Акуст. ж., 7, вып. 4, 432, 1961.
48. Н. Л. Широкова, О. К. Экнадиосянц. On the Nature of Acoustic Aerosol Coagulation. 5 Congrès Internat. d'Acoustique, Liège, D61, 1965.
49. H. Schlichting. Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen. — Phys. Z., 33, 327, 1932.
50. G. Hultsmark, I. Johnsen, T. Sikkeland, S. Skavlem. Boundary Layer Flow Near a Cylindrical Obstacle in an Oscillating Incompressible Fluid. — JASA, 26, 1, 26, 1954.
51. W. P. Ranev, G. C. Corelli, P. J. Westervelt. Acoustical Streaming in the Vicinity of a Cylinder. — JASA, 26, 6, 1006, 1954.
52. E. N. Andrade. On the Circulations Caused by the Vibration of Air in a Tube. — Proc. Roy. Soc., A134, A824, 1931.
53. M. Z. Carrière. Analyse ultramicroscopique des vibrations aériennes. — J. phys. et radium, 10, 5, 198, 1929.
54. G. M. Andres, U. Ingard. Acoustic Streaming at Low Reynolds Numbers. — JASA, 25, 5, 932, 1953.
55. G. M. Andres, U. Ingard. Acoustic Streaming at High Reynolds Numbers. — JASA, 25, 5, 928, 1953.
56. C. A. Lane. Acoustic Streaming in the Vicinity of a Sphere. — JASA, 27, 6, 1082, 1955.
57. Н. А. Фукс. Успехи механики аэрозолей. Изд-во АН СССР, 1961.
58. Г. Лэмб. Гидродинамика. Гостехиздат, 1947.
59. R. M. Boucher. Ultrasonics in Processing. — Chem. Engng, 68, 20, 83, 1961.
60. H. W. Danser, E. P. Neumann. Industrial Sonic Agglomeration and Collection Systems. — Industr. and Engng Chem., 41, 11, 2439, 1949.
61. P. W. Porter. High Intensity Sound Waves Now Harnessed for Industry. — Chem. Engng, 55, 3, 100, 1948.
62. C. A. Stokes, J. E. Wivian. Application of Sonic Energy in the Process Industries. — Chem. Engng Progr. Sympos., Ser. 1, 47, 1, 11, 1951.
63. B. Maczewski-Rowinski. Precipitation of Dust From Industrial Waste Gases by Means of the C. I. W. P. Siren. — Proc. II Conf. on Ultrasonics, PWN, Warszawa, 1957.
64. Т. Тарноczy, P. Greguss. Szálló cementoor visszanyerése akusztikus úton. — Magyar techn., 5, 21, 1951.
65. Y. Sawakata, I. Inoue, Y. Oyama. On the Sonic Agglomeration and Collection System. A Plant on Industrial Scale. — J. Scient. Res. Inst., 49, N 1376—1390, 39, 1955.
66. Р. Ш. Школьникова, Р. К. Орлова. О возможности использования акустических колебаний для очистки воздуха от пыли в подземных условиях. Труды научно-исслед. проект. ин-та «Гипроникель», вып. 2. Л., 1958.

67. В. И. Никитенко, В. И. Турубаров. Установка для осаждения частиц аэрозоля окиси цинка в низкочастотном акустическом поле. — Акуст. ж., 8, вып. 3, 370, 1962.
68. Ultrasonic Demister Project. Preliminary Report, 1963.
69. Е. Андраде. Коагуляция дыма под действием ультразвуковых колебаний. — В сб. «Аэрозоли», 1937.
- 70\*. В. И. Тимошенко. Вопросы динамического взаимодействия аэрозольных частиц при осееновском режиме обтекания. — В сб. «Прикладная акустика», вып. 1, 1968, стр. 173.
- 71\*. В. И. Тимошенко. О гидродинамическом дрейфе аэрозольных частиц в звуковом поле при стоксовском режиме обтекания. — Там же, стр. 183.
- 72\*. В. И. Тимошенко. К вопросу о взаимном гидродинамическом дрейфе аэрозольных частиц в акустическом поле при осееновском режиме обтекания. — Там же, стр. 192.
- 73\*. В. И. Тимошенко. О кинетике акустической коагуляции. — Там же, стр. 200.
- 74\*. Н. Л. Широкова. Взаимодействие частиц аэрозоля в звуковом поле. — Канд. дисс. Акуст. инст. АН СССР. М., 1968.
- 75\*. Е. П. Медников. Теория акустической коагуляции аэрозолей. — ДАН СССР, 183, № 2, 382, 1968.
- 76\*. Е. П. Медников. Теория акустических течений, возникающих около очень малых сферических препятствий. — Акуст. ж., 14, вып. 4, 582, 1968.

---

\* Звездочкой отмечена литература, опубликованная после сдачи настоящей работы в печать.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

### К книге первой. «Источники мощного ультразвука»

- Аберрация 195  
 Абсолютная градуировка приемников 369  
 Автоматическая подстройка частоты преобразователя 236  
 Агрессивные жидкости (среды) 113, 213, 235  
 Акустическая кавитация (см. Кавитация)  
 — нагрузка (см. Нагрузка)  
 Акустическая развязка 239  
 — — двухзвенная узловая 240  
 — — с ограничивающим контуром 240  
 — — скользящая герметизирующая 241  
 — форсунка 98, 99  
 Акустический контакт 242, 243  
 Акустически прозрачная стенка 237  
 — ограниченная и неограниченная среда 210  
 Акустические параметры газоструйных излучателей 25  
 — — ферритов (см. Ферриты) 117—125  
 — — фокусирующих излучателей 151  
 Аналитические соотношения для изгибных волноводов 250  
 — — — крутильных изоляторов 316  
 — — — стержневых крутильных концентраторов 293, 307, 312  
 Анизотропия искусственная 296  
 — магнитоотрицательных свойств 297  
 — пьезокристаллов 295  
 Альфер 122  
 Аэродинамические системы 10  
 Аэрозоли, коагуляция 51  
 — получение (медицинское) 191
- Буше излучатель (см. Многосвистковые излучатели)
- Вебстера уравнение 294  
 Визуализация поля излучателя воздушными пузырьками 187  
 Воздушная «подушка» в резонаторе 80  
 Волна бегущая 214  
 — конечной амплитуды 361  
 — плоская 231  
 — стоячая 214  
 Волновое уравнение 250, 307  
 Волновой фронт синфазный 193  
 — — с неравномерным распределением амплитуд 159  
 — — сходящийся сферический анаберрационный 159  
 — — плоский 45  
 — — у фокуса линзы 160  
 — — цилиндрический, конечной длины 170  
 — — — бесконечной длины 167  
 Волноводы неоднородные 215, 293, 323  
 Волноводные системы для изгибных колебаний, 247  
 — — — — виды закрепления 257, 261, 262, 269  
 — — — — возбуждение 272, 276  
 — — — — волновое сопротивление 255  
 — — — — входное сопротивление 254  
 — — — — нагружение (нагрузочные характеристики) 258, 269, 273, 278  
 — — — — основы расчета 250  
 — — — — резонансные частоты 264  
 — — — — составные (сложные) 270  
 — — — — суммирование и распределение мощности 279  
 — — — — узловые плоскости, опоры и крепления 268, 281  
 — — — — учет потерь 253  
 — — — — экспериментальное исследование 283  
 Волноводные трансформирующие звенья 219  
 — щупы (см. Щуп волноводный)  
 Встречный поток, противодавление в резонаторе 16, 34, 82  
 Вынуждающая (возбуждающая) сила 267
- Газоструйные излучатели, 10  
 (см. также Излучатели Буше, Гартмана, Стержневой, Свистки и т. д.)  
 — — нагрев 24  
 — — серии ГС 48, 65  
 — — серии ГСИ 94  
 Газоструйный излучатель Гартмана, измерения характеристик 75  
 — — — конструктивные особенности 48  
 — — — методика расчета 47  
 — — — механизм генерирования звука 15, 86, 88  
 — — — модификации 67  
 — — — мощность и к. п. д., сравнительная таблица 63, 65  
 — — — направленность излучения 44, 47, 96  
 — — — обратная связь 17  
 — — — частота излучения 36  
 — — — частота оптимальной настройки 52  
 Гартмана излучатель (см. Газоструйный излучатель Гартмана)  
 Генерация, срыв 82  
 Градуировка ультразвуковых приемников (см. Методы градуировки)  
 Граничные условия 267, 319  
 (см. также Изгибные волноводы, крутильные изоляторы)
- Датчик поляризованный индукционный 284  
 — ускорений 306  
 Дегруа метод градуировки 375  
 Дигидрофосфат аммония 295  
 Диск Рэлея (см. Рэлея диск)  
 Дисперсные среды 213

- Дисперсия скорости звука 248, 309  
 Дисперсионное уравнение 310  
 Длина волны 14 (см. также Волна)  
 Добротность газоструйных генераторов 40, 103  
 — механическая ферритов 114, 123  
 — фокусирующих излучателей 200, 204  
 Заглушенная камера 26  
 Задача на условный экстремум (давление центра фокального пятна) 162  
 Изгибные волноводы 247  
 (см. также Волноводные системы для изгибных колебаний)  
 Излучение направленное 44  
 — ненаправленное 44  
 Излучатель, требования (с точки зрения эффективности) 231  
 — охлаждаемый (обработка металлических расплавов) 234  
 — поршневой 233  
 — составной 233  
 Измерения акустической мощности газоструйных излучателей 31  
 — амплитуды колебаний 217, 226, 306, 324  
 — мощности в свободном поле 77  
 Импеданс (сопротивление) волновой 248, 255  
 — входной 254, 314  
 — для момента 249, 268  
 — — силы 249  
 — излучения 210  
 — изменяющейся нагрузки 220  
 Ингалятор ультразвуковой (см. Ультразвуковой ингалятор)  
 Индукции насыщение (см. Насыщение индукции)  
 Кавитация 139, 151, 187, 201, 216, 347  
 Кавитационное облако 201  
 Калориметрические измерения 285  
 — метод 330  
 Камера вакуумная 241  
 — давления 373  
 Классификация обрабатываемых сред 210  
 Колебания, введение в обрабатываемые среды 210  
 Колебательные системы продольно-крутильных волн 319  
 — — составные 231  
 Кольцевая струя 68, 73  
 Кольцевая полоска как источник волн в струе 88  
 Концентратор, 145, 236, 289  
 — активный (см. Фокусирующий излучатель)  
 — волноводные свойства 313  
 — коэффициент усиления 310, 312  
 — крутильный 307  
 — основные соотношения 312—313  
 — пассивный (зеркало, линза) 164  
 — предельное усиление 309  
 — продольно-крутильный 320  
 — стержневой крутильный 307  
 — ступенчатый 308, 311, 323  
 — экспоненциальный крутильный 308, 311  
 Корка металла (расплав) 235  
 Корятообразный излучатель 183  
 Коэффициент бегущей волны 214  
 — (отношение диаметров резонирующей камеры и сопла) 39  
 — магнитомеханической связи 120  
 — отражения 214, 215, 242, 368  
 — осевой концентрации 27  
 — расстройки 227  
 — усиления (см. Концентратор)  
 — формы колебаний 258  
 Крутильный изолятор 315  
 (см. также Опорный изолятор)  
 Крутильные колебания, 290  
 — — неоднородного стержня 293  
 — — цилиндра 290  
 — — электродинамическое возбуждение 297  
 Крутильный преобразователь 295  
 — — дисковый 301  
 — — кварцевый 295  
 — — полый цилиндрический 298, 300  
 — — специальных типов 298  
 Крылова функции 251  
 Кундга трубка 37  
 Куркина номограмма 47  
 Линзы ультразвуковые выпуклые сферические 160  
 — — параболические вогнутые 161  
 — — собирающие 160  
 Линии тока (в струе) 13  
 «Магнито-закатый» феррит 121  
 «Магнито-свободный» феррит 121  
 Магнитострикция насыщения 116  
 Материалы для волноводов 283  
 — испытания 289  
 Маха диск 13  
 — конус 13  
 — угол 11, 147  
 — число 11, 192  
 Меньера болезнь, оперативное лечение 188  
 Мерха гипотеза 85  
 — механизм генерации (резонансный) 19  
 Методы градуировки (ультразвуковых приемников), 360  
 — гидростатический 374  
 — Дегруа (см. Дегруа метод)  
 — конечной амплитуды 361  
 — основанный на измерении радиационного давления 367  
 — по искажению формы волны 361  
 — сбросом статического давления 372  
 — с помощью ударной волны (см. Абсолютная градуировка)  
 — топографической съемки 375  
 Методы измерения характеристик ультразвуковых полей (см. Ультразвуковые поля)  
 Многоквистковые излучатели, 52  
 — — Буше 55, 97  
 — — с «шахматным» расположением свистков 55  
 — — технические характеристики 55  
 — — фактор качества синхронизации 53  
 Навье—Стокса уравнение 362  
 Нагрузка акустическая, 210  
 — — активная 284  
 — — массовая на крутильную систему 319  
 — — оптимальное сопротивление 214  
 — — реальное сопротивление 216  
 — — с изменяющимся сопротивлением 220—226



- — трансформация 219
- — условия согласования 214
- Накристаллизовавшийся слой металла (на излучателе) 235
- Насыщение индукции 129
- Нелинейные свойства ферритов 126, 128
- — фокусирующих излучателей 177, 200
- Неоднородности звукового поля 331
- Опорный изолятор, крутильный 315
- — основные соотношения 319
- Отвод отработанного воздуха 50, 101, 106
- Отражатель 44, 86
- параболический 44
- плоский 46, 50
- с пазами 95
- сферический 46
- Отражающий диск 20, 71
- Отражении коэффициент (см. Коэффициент отражения)
- Очистка ультразвуковая (см. Ультразвуковая очистка)
- «Параметр нерасчетности» 12
- Параметры настройки газоструйных излучателей, оптимальные 48, 52, 78
- Передача энергии в жидкие среды 231
- — в импульсном режиме 220
- — в тела нерегулярной формы 241
- — при восстановлении резонансного режима 221
- — широкополосными системами 226
- Пермендюр 122, 135
- Пилообразная волна (см. Волна конечной амплитуды)
- коэффициент поглощения 363
- сферическое расхождение 364
- Пластификатор 119
- Площадка контакта волновод — тело 241
- Поглотитель 29
- Поглощение 29, 242, 363
- линейное 174
- нелинейное 177, 181, 202
- Полоса частот нагруженного волновода 228
- Поляризация крутильного преобразователя 296
- Поршневой излучатель 231
- Постоянный магнит 133
- Потери 20, 57, 96, 197, 253, 285, 313 (см. также Поглощение)
- коэффициент 57, 363
- тангенс угла 120
- Приемники ультразвуковые, диаграмма направленности 332, 344, 348
- — конструкции 333, 337, 351
- — пьезоэлектрические 331
- — резонансные магнитострикционные и пьезоэлектрические 341
- — с механической трансформацией давления 349
- — частотный диапазон 331
- — чувствительность 353, 359, 366
- — широкополосные сверхминиатюрные и миниатюрные
- Продольно-крутильные колебания 321
- — сверла и зенкера 324
- Пучность колебаний 284
- Пьезодатчик 31
- Пьезоэлектрические приемники (см. Приемники ультразвуковые)
- Радиометр 29, 196, 354
- плоский 359
- сферический 358
- Радиационное давление 354, 367
- Разделительные мембраны 102
- Распыление жидких продуктов 22
- топлива 98
- Распределение давления в струе 69, 72
- — — сферическом излучателе 177
- — — фокальной области 155
- — — цилиндрическом излучателе 173
- Рассекатель 20. 57 — 59
- клинообразный или конусообразный 20
- Расстояние сопло-резонатор 31, 78
- Реверберационная камера 27
- Резонатор, вторичный (дополнительный) 24, 46
- глубина 78
- тороидальный 53
- форма наружной кромки 41, 43, 95
- Резонансные условия 221, 268
- частота 226, 238
- Рейнольдса число 362
- Рупор конический 99
- Рэляя диск 29
- Сварка ультразвуковая (см. Ультразвуковая сварка)
- Свисток 10
- Бупе 50, 53
- вихревой
- Гавро
- Гартмана (см. Газоструйный излучатель)
- института Гипроникель (нерегулируемый) 51
- Левавассера 24
- Связь акустическая 52, 203
- магнитомеханическая 10
- Сирена динамическая 10
- статическая (см. Многосвистковый излучатель)
- Скачок уплотнения (в струе) 16, 18, 86
- — колебания 18, 19
- — косою 20, 57, 60
- — модель мягкой границы 86
- — перемещения 16
- «Скачок фазы» в фокусе 158
- Скорость звука в концентраторе 309
- Смешение топлива и окислителя 99
- Согласующие (трансформирующие) устройства 217, 218
- — для реактивных нагрузок 219
- Сопло коническое 32
- Лавала 12, 22
- плоское целевое 56
- профилированное 22
- пульсационное 15
- суживающееся 11
- цилиндрическое 11, 21
- Стержневой излучатель (свисток) 22, 97
- — конструкция 97
- — параметры 68, 76
- — фирмы «Astrosonics» (США) 22
- — фирмы «Vranston» (США) 99, 106
- Струя, дозвуковая 11
- сверхзвуковая 11
- сверхзвуковое ядро 13
- осцилляции, длина волны осцилляции 13, 14, 68, 69
- стабилизация 44, 66
- торможение 20

- турбулизация 41
  - Сушка (акустическая) 22
  - Теневая фотография 87, 13
  - Теплера метод 67, 13, 88
  - Термоакустический датчик 30
  - Термопарные измерения 285
  - Трубчатые излучатели 183
  - Угол раскрытия (фокусирующего излучателя) 171, 203
  - Ударная волна, 369
    - избыточное давление за фронтом 370
  - Узловая окружность 238, 319
  - Ультразвуковой аппарат (для облучения жидкости в потоке) 191
    - ингалятор 190
    - нож (медицинский) 188
    - приемник (см. Приемники ультразвуковые)
  - Ультразвуковая зонная очистка 286
    - интенсификация гальванических процессов 144
    - обработка металлического расплава 234
    - очистка 140, 233
    - поля, методы измерения характеристик 329
    - сварка 145, 289
  - Ультразвуковое резание 142, 289, 313, 322
  - Фазовые соотношения в струе 85
    - — — фокальном пятне 196
  - Фактор фокусирования 163
    - — по давлению 163
    - — — скорости 164, 168
    - — — интенсивности 168, 169
  - Ферриты, акустические параметры 117—125
    - влияние температуры на свойства 120, 123
    - дефекты 118
    - динамическая прочность 118
    - изготовление из окислов металлов 119
    - к. п. д. 133
  - особенности технологии 117
  - предельная амплитуда колебаний 137
  - приемники ультразвука 341
  - применение 140, 142, 145
  - свойства при больших амплитудах индукции и механического напряжения 125
  - химический состав 115—117
  - Ферриты — шпинели 115
  - Фокальное пятно, форма и размеры 171
  - Фокусирование в жидкости 193
    - — твердом теле 202
  - Фокусное расстояние оптимальное 180
  - Фокусирующие излучатели, вогнутые 187
    - — мозаичные 191
    - — на радиальных колебаниях 185
    - — обычные 183
    - — полусферические 195, 199
    - — сверхмощные 192
    - — сферические 203
    - — цилиндрические (трубчатые) 167, 191
    - — к. п. д. (эффективность) 179
    - — оптимальная длина волны 176
    - — оптимальные соотношения 168
  - Фэя формула 355
  - Частота излучателя (см. Излучатель Гармана) оптимальная 52
  - Щуп волноводный 347
  - Экспериментальные исследования изгибных волноводов 283
    - — продольно-крутильных систем 320
  - Электродинамическое возбуждение колебаний (см. Крутильные колебания)
  - Эмдена формула (для осцилляций струн) 14
  - Энергия, баланс в струе 59
  - Эри кружок, радиус 191
  - Ячеистая структура струи 12, 13
    - Ячейка, длина 70, 78
    - деформация 70, 82
    - удлинение 82
- К книге второй. «Мощные ультразвуковые поля»**
- Акустическая кавитация (см. Кавитация акустическая) 131, 167, 221
  - Акустический ветер (см. Акустическое течение) 82, 89, 123
  - Акустическое течение 82, 89, 110
    - — вблизи препятствий 113
    - — при кавитации 202, 264
    - — Шлихтинское 105
    - — Экартовское 95, 101
  - Вектор радиационного давления 57
  - Взаимодействие полостей при кавитации 237, 238
  - Волновое сопротивление жидкости 240
    - — — при кавитации 240, 243
  - Газосодержание жидкости 163, 173, 192, 211, 216
    - кавитационной полости 156
  - Давление звука (см. Радиационное давление) 49, 56, 70
    - — — Ланжевенно 63
    - — — Рэлево 58
  - Зародыши кавитации 171
  - Затухание звуковой волны конечной амплитуды
    - — — — — плоской 33
    - — — — — сферической 33
    - — — — — цилиндрической 33
  - Захлопывание кавитационной полости 146, 194, 213, 252
  - Звуковой ветер (см. Акустическое течение) 89
  - Индекс кавитации 224, 233
  - Источники стационарных вихрей, объемные 93
    - — — — — поверхностные 93
  - Кавитационная область 197, 221, 230
    - — — — — полость 129, 138, 150, 156, 189, 212, 252, 259, 261

- прочность жидкости 170, 175
- Кавитационный пузырек (см. Кавитационная полость) 129, 138, 150
- шум 153, 157, 251
- Кавитация акустическая 131, 167, 221
- Концентратор ультразвука сферический 37, 173, 185, 197, 230
- — цилиндрический 40, 160
- Концентрация кавитационных полостей 199, 207
- — — в плоской волне 259
- — — сферической волне 261
- Коэффициент поглощения звука 26, 124
- усиления концентратора сферического 37, 39
- — — цилиндрического 40
- Люминесценция при кавитации 207
- Микротоки в жидкости вблизи воздушных пузырьков 117
- — — — твердой поверхности 118
- Миннерта формула 161
- Пито трубка 111
- Поглощение звуковой волны конечной амплитуды в релаксирующих средах 41
- — — — в твердых телах 41
- — — — плоской 5, 24
- — — — сферической 33
- — — — цилиндрической 33
- — — малой амплитуды 7
- ударных волн при кавитации 153
- Подобие решений уравнений пульсаций кавитационной полости 138
- Пульсации кавитационной полости 129, 138, 150
- — — в кавитационной области 197, 236
- — — — несжимаемой жидкости 132
- — — — сжимаемой жидкости 134
- Радиационное давление 49, 56, 70, 97
- — в кавитационной области 185, 209, 215
- — на диск 77
- — — сферу 74
- — — частицу в звуковом поле 71
- Радиометр 77, 79, 97, 111, 204
- Радиус кавитационной полости 189, 212
- Разрыв в звуковой волне плоской 14
- — — сферической 27
- — — цилиндрической 27
- Распространение звуковой волны конечной амплитуды плоской 9
- — — — сферической 27
- — — — цилиндрической 27
- Решение Бесселя—Фубини 20
- Блэкстока 21
- Фэй 22, 23
- Скорость акустического течения 110
- — — вблизи пластины 121
- — — в капилляре 124
- — — стоячей волне 120
- Скорость захлопывания кавитационной полости в несжимаемой жидкости 133, 146
- — — — — сжимаемой жидкости 147, 156
- Скорость стационарного потока 95, 122, 125
- Спектр волны конечной амплитуды плоской 19
- — — — сферической 31
- — — — цилиндрической 31
- Спектр кавитационного шума дискретный гармонический 157
- — — дискретный субгармонический 159
- — — сплошной 160
- Структура решений уравнений пульсаций кавитационной полости 141
- Структурная устойчивость 141
- Ударная волна 16, 27
- — при кавитации 153
- Уравнение Вестервельта 108
- Кирквуда—Бете 137, 140, 153
- Нолтинга—Непайраса 134, 139
- пульсаций кавитационной полости 133, 136, 153, 195
- Рэля 133, 195
- Херринга—Флиня 136, 140
- состояния 11, 52
- — для конденсированных веществ 12, 137
- Уравнения гидродинамики 10, 52, 91, 132
- Функция потерь при кавитации 228
- Число Маха 11, 90
- Рейнольдса акустическое 13, 25, 91, 125
- Шлихтингское течение 105
- — вблизи плоской границы 106
- — вблизи цилиндра 107
- Эккартовское течение 95
- — вне пограничного слоя 101
- — в пограничном слое 103
- Энергия звуковых волн 65
- звукового поля 204
- кавитационного поля 206, 226
- Эрозия при кавитации 207, 212, 217, 251
- Эффективность кавитации 207, 246, 249

## К книге третьей. «Физические основы ультразвуковой технологии»

- Абразив 17, 43.
- применение в очистке с помощью ультразвука 212
- — — резании с помощью ультразвука 22
- прочность 27
- распределение по размерам 23
- смена в рабочем зоре 49
- Акустическая кавитация (см. Кавитация акустическая)
- Акустическое течение, влияние на дегазацию жидкостей 321
- — — движение пузырьков 286
- — — — частиц 666
- — — — диффузию на границе раздела пузырёк—жидкость 263
- — — — коагуляцию аэрозолей 650, 670
- — — — коалесценцию пузырьков 288
- — — — кристаллизацию 437, 440

- — — — проявление 552
- — — — сушку 590
- Анодный процесс 540
- Аэрозоль, 343, 358, 644.
  - коэффициент увеличения 645
  - скорость дрейфа 649
  - уравнение движения 645
  - характеристики 343, 358
- Взаимодействие в звуковом поле пузырьков 282**
  - — — — частиц аэрозоля 658
- Влияние ультразвука на дегазацию жидкостей 255**
  - — — — диффузию 517
  - — — — коагуляцию 643
  - — — — кристаллизацию 430
  - — — — очистку 169
  - — — — сварку 75
  - — — — сушку 581
  - — — — получение аэрозолей 339
  - — — — резание 11
- Газосодержание жидкости (см. Содержание газа в жидкости) 395**
- Гетерогенные системы 517**
  - реакции 518
  - скорость 518
- Дегазация с помощью ультразвука 254**
  - зависимость от акустической мощности 306
  - — статического давления 306
  - — температуры 306
  - — частоты колебаний 305
  - кинетика процесса 299
  - количественные измерения 299
  - механизм 319
  - применение в промышленности 328
  - расплавов 329
- Диспергирование кристаллов с помощью ультразвука 448**
- Диффузия в газовых средах 522**
  - — гетерогенных системах 517
  - — в жидкостях 524
  - кинетика в жидкостях и газах 518
  - конвективная 262
  - коэффициент 519
  - на границе пузырек—жидкость 265
  - односторонняя 265
  - теория 262
  - уравнение 262
  - через пористые перегородки 527
- Закон Генри 320**
  - Дальтона 582
- Зародыши кавитации 173, 184, 261, 317**
- Захлопывание кавитационной полости 172, 317**
- Кавитационная полость 317**
- Кавитационный пузырь (см. Кавитационная полость) 172**
- Кавитация акустическая, влияние на процесс дегазации 312**
  - — — — кристаллизации 436
  - — — — очистки 174
  - — — — получения аэрозолей 367
- Катодный ток 533**
- Коагуляция аэрозолей с помощью ультразвука 643**
  - — броуновская 644
  - — в турбулентном потоке 644
  - — градиентная 644
  - — гидродинамическая 650
  - — радиационная 646
  - — зависимость от звукового давления 663
  - — — частоты 664
  - — количественные исследования 654
  - — коэффициент 654
  - — применение в промышленности 676
  - — эффективность 655
- Концентрация газа в жидкостях, квазиравновесная 309**
  - — — — равновесная 262
  - — — — у стенки пузырька 262
- Кристаллизация с помощью ультразвука 430**
  - в пограничном слое 571
  - металлов 430
  - методы 486
  - механизм 435
  - пересыщенных растворов 560
  - скорость 560
  - сплавов на основе цветных металлов 480
  - сталей аустенитного класса 472
  - — бористых 474
  - — карбидного класса 474
  - — углеродистых и низколегированных 464
  - — ферритного класса 468
  - технология 486
  - применение в промышленности 512
  - центры 433, 565
  - энергетика 512
- Критерий Нуссельта 518, 608**
- Критическая влажность 584**
- Осаждение металлов 530**
- Очистка с помощью ультразвука 165**
  - — — — зависимость от вязкости 191
  - — — — газосодержания жидкости 197
  - — — — звукового давления 187
  - — — — плотности 193
  - — — — поверхностного натяжения 189
  - — — — статического давления 197
  - — — — температуры 194
  - — — — упругости пара 193
  - — — — частоты колебаний 185
  - — — — количественные измерения 185
  - — — — механизм 169
  - — — — режимы 180
  - — — — способы 238
  - — — — эффективность 180
  - — — — эрозии 180
- Пассивация катодных процессов 541**
- Пограничный слой акустический 263**
  - — — — гидродинамический 593
  - — — — диффузионный 593
- Получение аэрозолей с помощью ультразвука, 339**
  - в слое 341, 373, 384
  - — фонтане 355, 374, 384
  - — зависимость от статического давления 364
  - — интенсивность 349, 360
  - — кинетика процесса 341, 352
  - — механизм 366
  - — производительность 351, 361
  - — применение в промышленности 384
  - — энергетика процесса 382
- Потенциал катода 532**

- Пузырёк газа колебания 256  
 — — — амплитуда 265  
 — — — адиабатические 257  
 — — — изотермические 257  
 — — — собственная частота 257, 397  
 — — — постоянная затухания 260, 401  
 — — — потери 258  
 — — — резонансная частота (см. Соб-  
 ственная частота)  
 — — — стабильные 276  
 — — — распределение в воде 323, 419  
 Пульсация кавитационной полости 173,  
 261  
 Радиационное давление 179  
 — — на пузырьрёк 290  
 — — влияние на движение пузырьков  
 290  
 — — — — частицу аэрозоля 646  
 Расплавы металлов, облучение 329, 430  
 Резание с помощью ультразвука 13  
 — зависимость от амплитуды колебаний 15  
 — — — глубины отверстия 15  
 — — — давления прижима 16, 51  
 — — — температуры 51  
 — — — частоты 17  
 — — количественные измерения 29  
 — — критерий хрупкости материала 14  
 — — механизм смены абразива 49  
 — — производительность 14, 53, 58  
 — — силы 32  
 — — теория процесса 22  
 — — точность 59  
 — — эффективность 13  
 Сварка с помощью ультразвука 73  
 — диффузионные явления 127  
 — зона 76, 82  
 — количественные измерения 104  
 — механизм 104, 131  
 — перспективы развития 159  
 — применение в промышленности 152  
 — режимы 145  
 — тепловые процессы 121  
 — устройства 73, 133, 137, 142  
 — электрические генераторы 142  
 Свариваемые материалы 134  
 Сварное соединение 77, 96  
 — — зона 76  
 — — характеристики 74, 149  
 Сила Бьеркнеса влияние на коагуляцию  
 аэрозолей 650  
 — — — коалесценцию пузырьков 282  
 — Кёнига 650  
 — Осеена 649  
 — Стокса 649  
 — — влияние на движение пузырьков  
 292  
 — — — коагуляцию аэрозолей 649  
 Сжимаемость среды 405  
 Скорость звука 405  
 — — комплексная 406  
 — — фазовая 406  
 Содержание газа в жидкостях 395  
 — — — методы измерения 299, 395  
 Содержание свободного газа 395  
 — — — влияние понов 422  
 — — — — космических частиц 412  
 — — — — наличия турбулентности 415  
 — — — — общего газосодержания 411  
 — — — — статического давления 410  
 — — — — твёрдых примесей 422  
 — — — — температуры 411  
 — — — — методы измерения акустиче-  
 ские 396, 405  
 — — — — по скорости звука 405  
 — — — — заатуханию звука 396  
 — — — — аппарата 402, 410  
 Сухилки барабанные 622  
 — с кипящим слоем 627  
 — туннельные 625  
 Сушка с помощью ультразвука 581  
 — — — — зависимость от звукового  
 давления 598, 603  
 — — — — — колебательной ско-  
 рости 603  
 — — — — — положения тела 611  
 — — — — — размера тела 611  
 — — — — — частоты 611  
 — — скорость 583, 611  
 — — кинетика 606  
 — — методы 635  
 — — механизм 585, 606  
 — — периоды 583  
 Сушка асбеста 632  
 — бумаги 633  
 — гормональных препаратов 633  
 — древесины 632  
 — желатины 632  
 — кожи 632  
 — мела 632  
 — мелкодисперсных материалов 633  
 — фетра 632  
 Термическое действие звуковых волн  
 при сушке 618  
 Ударная волна при кавитации 172  
 Ультразвуковые машины для очистки 218  
 — — — — механические колебатель-  
 ные системы 220  
 Ультразвуковой станок для резания 61  
 — — — — механические колебатель-  
 ные системы 12, 34  
 — — — — — технические характеристики  
 61  
 Ультразвуковой станок для сварки 137  
 — — — — — механические колебатель-  
 ные системы 80, 96  
 — — — — — — крутильная 97  
 — — — — — — продольная 97  
 — — — — — — продольно—попе-  
 речная 97  
 — — — — — — расчёт 101  
 Уменьшение зёрен в расплавах 430  
 Уравнение диффузии 262  
 — движения пузырька 286  
 — — частицы аэрозоля 645  
 — колебаний пузырька 257  
 — Нолтинга—Непайрса 261  
 Фотоматериалы, воздействие ультра-  
 звука 544  
 — кинетика 544  
 — коэффициент контрастности 552  
 — проявление 548, 557  
 Число Рейнольдса гидродинамическое 645  
 Электродное выделение газа 536  
 Электрохимическое действие ультразвука  
 530  
 Электрохимические превращения, уско-  
 рение 530  
 Эрозионная активность, критерий 207  
 Эрозия кавитационно—абразивная 212  
 — механизм 212  
 — режимы 217  
 — роль в процессе очистки 219  
 Эффект Фарадея 370

## СОДЕРЖАНИЕ

ПАМЯТИ Л. Д. РОЗЕНБЕРГА	3
ПРЕДИСЛОВИЕ	5
ЧАСТЬ I	
УЛЬТРАЗВУКОВОЕ РЕЗАНИЕ	9
<i>В. Ф. Казанцев</i>	
ЧАСТЬ II	
УЛЬТРАЗВУКОВАЯ СВАРКА МЕТАЛЛОВ	71
<i>А. М. Мицкевич</i>	
ЧАСТЬ III	
УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОЧИСТКА	165
<i>Б. А. Агранат, В. И. Башкиров, Ю. И. Китайгородский</i>	
ЧАСТЬ IV	
ДЕГАЗАЦИЯ ЖИДКОСТЕЙ	253
<i>О. А. Капустина</i>	
ЧАСТЬ V	
ПОЛУЧЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ	337
<i>О. К. Экнадиосяну</i>	
ЧАСТЬ VI	
СОДЕРЖАНИЕ СВОБОДНОГО ГАЗА В ЖИДКОСТЯХ И МЕТОДЫ ЕГО ИЗМЕРЕНИЯ	395
<i>Л. Р. Гаврилов</i>	
ЧАСТЬ VII	
КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕТАЛЛОВ	427
<i>О. В. Абрамов, И. И. Теумин</i>	
ЧАСТЬ VIII	
ДИФфуЗИЯ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ	515
<i>М. Е. Архангельский, Ю. Г. Статников</i>	
ЧАСТЬ IX	
АКУСТИЧЕСКАЯ СУШКА	579
<i>Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина</i>	
ЧАСТЬ X	
КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ	641
<i>Н. Л. Широкова</i>	
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	681
К книге первой. «Источники мощного ультразвука»	681
К книге второй. «Мощные ультразвуковые поля»	684
К книге третьей. «Физические основы ультразвуковой технологии»	685

### ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
192	Табл. 8, название 6-го столбца	1011	10-11
284	Ф-ла (71)	$P_A^2 \cos \theta$	$P_A^2 l_0 \cos \theta$
315	29 св.	3,5,13	3,5; 13
687	19 св., справа	583	585

Физические основы, т. III