

А. С. КОМПАНЕЕЦ

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1963

АННОТАЦИЯ

Иногда нам приходится слышать неожиданные сильные удары, напоминающие звук выстрела или взрыва значительно более резкие, чем раскаты грома. Это — своеобразный сигнал о пролете сверхзвукового самолета, он вызван порожденной самолетом ударной волной. О том, как возникают и распространяются ударные волны, об их полезном и вредном для человека действии, о разных источниках этих волн (от самолета и ракеты до атомной и водородной бомбы) и рассказывается в данной книге.

Ударные волны — новая, почти не освещенная в научно-популярной литературе тема. Книга написана просто, доступно и не требует от читателя никаких специальных знаний, хотя и рассчитывает на вдумчивое и неторопливое прочтение.

Александр Соломонович Компанец

Ударные волны

М., Физматгиз, 1963 г., 92 стр. с илл.

Редактор *В. Д. Козлов*

Техн. редактор *А. П. Колесникова*

Корректор *И. Б. Демьянская*

Сдано в набор 28/VIII 1962 г. Подписано к печати 3/IV 1963 г. Бумага 84×108^{1/2}. Физ. печ. л. 2,875. Условн. печ. л. 4,72. Уч.-изд. л. 4,95.
Тираж 28000 экз. Т 04922 Цена книги 15 коп. Заказ № 3310.

Государственное издательство физико-математической литературы.
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова
Московского городского совнархоза. Москва, Ж-54, Валовая, 28.

ВВЕДЕНИЕ

В конце войны в газетах появилось сообщение о нашем летчике, которому во время воздушного боя пришлось прыгнуть с горящего самолета. Парашют не раскрылся, и летчик должен был бы неминуемо погибнуть, но в последние секунды на земле как раз под ним взорвалась авиационная бомба. Взрывная волна оказалась, говоря словами заметки, отличным амортизатором, затормозившим падение, и обреченный на гибель благополучно приземлился.

Этот случай, изображенный впоследствии в кино, можно было бы назвать анекдотическим, если бы дело не шло о спасении человеческой жизни. К сожалению, взрывные, или ударные волны до сих пор погубили гораздо больше жизней, чем спасли. Но силы природы сами по себе не бывают «злыми» или «добрыми» — все зависит от того, какое применение дает им человек. Так и ударные волны находят себе применение не только на войне, но и при больших взрывах на выброс, намного облегчающих труд на строительстве плотин и каналов, или при открытой разработке полезных ископаемых. Ударные волны применяются при гашении пожаров нефтяных и газовых скважин: мощными потоками воздуха они задувают гигантское пламя, как горящую свечку. Ударные волны сопровождают полет космических ракет при пролете сквозь атмосферу. Мешая при взлете, они зато помогают приземлению. Поэтому учение об ударных волнах — необходимая часть новой области науки и техники — звездоплавания, или космонавтики. Ударные волны могут сыграть решающую роль в деле мирного освобождения термоядерной энергии, которая навсегда решит энергетическую проблему для человечества при любом уровне потребления.

Что же такое ударная волна? Было время, когда ею интересовались лишь немногие — военные и вообще те специалисты, которым приходится иметь дело со взрывами. Далеко не все физики имели об ударных волнах ясное представление, да и теперь учение о них преподается далеко не во всех физических высших учебных заведениях.

По этим вопросам невелика и популярная литература. Предлагаемая книга написана для читателя, сохранившего кое-какие, пусть даже смутные, воспоминания о школьном курсе физики. Много он припомнит отчетливее, кое-что узнает заново, и быть может, заинтересуется областью знания, практические применения которой все увеличиваются, — газовой динамикой.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЧТО ТАКОЕ ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА?

§ 1. Звуковые волны

Сплошная среда — твердая, жидкая или газообразная — способна передавать колебательное движение в виде звуковых волн. Всякое неравномерное, а значит и колебательное, движение обязано каким-нибудь силам: при отсутствии сил тела могут двигаться только прямолинейно и равномерно. Колебания среды вызываются силами упругости в ней. Так, если сжать объем воздуха и предоставить ему расширяться, его упругость приведет в движение окружающий воздух. При этом первоначально сжатый воздух расширится не до первоначального объема, а больше: расширяясь, он приобретет разгон. Работа, первоначально затраченная на сжатие, перейдет в кинетическую энергию движения; последняя, в свою очередь, будет затрачена на работу сжатия окружающей воздушной среды. Но и она не останется сжатой — расширяясь, она тоже превратит произведенную над ней работу в кинетическую энергию и сожмет новый прилегающий слой воздуха. Так по воздуху побежит звуковая волна.

Известно, что жидкость и газ сопротивляются только изменению объема, но не формы: по отношению к разным перекосам или скручиваниям они никакой упругостью не обладают. Поэтому при распространении звуковой волны в воздухе надо учитывать только расширение и сжатие каждого объема.

В свободном пространстве звуковая волна бежит от источника во все стороны; нам для дальнейших рассуждений удобнее считать, что звук бежит по трубе: тогда все объемы сжимаются и расширяются подобным друг другу

образом. С одного торца трубы пусть находится колеблющийся поршень, который создает попеременные сжатия и разрежения.

Сначала считаем смещения поршня очень маленькими по размаху (амплитуде). Но как бы малы они ни были, через любое поперечное сечение трубы aa на рис. 1 пройдет столько же сгущений и разрежений в секунду, сколько

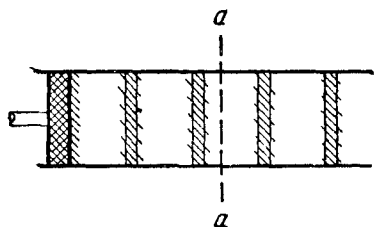


Рис. 1.

раз их создаст поршень в своем возвратно-поступательном движении.

Скорость движения поршня прямо пропорциональна двум величинам: размаху и частоте колебаний. Следовательно, при очень маленьком размахе его скорость будет очень мала даже и при большой частоте, или числе колеба-

ний в секунду. Но скорость распространения звуковых колебаний не имеет со скоростью поршня ничего общего. Для частот колебаний, воспринимаемых человеческим ухом (от 20 до 20 000 в секунду), от еле слышного шелеста до рева самолетного мотора скорость распространения звука одна и та же: при «комнатной» температуре (около 20°C) звук бежит по воздуху со скоростью 330 м/сек.

Эта скорость определяется только свойствами самого воздуха и зависит от того, как быстро в нем движение передается от одного объема к другому. Как уже говорилось, при этом работа сжатия одного объема тратится на ускорение частиц соседнего объема.

Мы не будем выводить выражение для скорости звука, однако, легко сообразить, как оно может быть построено по известным свойствам газа. Ускорение тем больше, чем больше сила, или упругость воздуха, и тем меньше, чем больше масса единицы объема, то есть плотность воздуха. Поэтому следует ожидать, что скорость звука должна возрастать с его давлением и убывать с его плотностью. И на самом деле оказывается, что скорость звука прямо пропорциональна корню квадратному из давления, деленного на плотность. Те, кто помнит размерности физических величин, легко могут убедиться, что эта величина действительно имеет размерность скорости, и что другой

величины из констант, характеризующих газ, с такой размерностью построить нельзя.

Под корнем стоит еще коэффициент пропорциональности, равный отношению теплоемкости воздуха при постоянном давлении к его теплоемкости при постоянном объеме. Это отношение приблизительно равно 1,4.

Любопытно его происхождение. Если сжимать некоторый объем воздуха очень медленно, то его температура успевает выравниваться с температурой окружающего воздуха. Такое сжатие называется изотермическим. Звуковые колебания происходят сравнительно быстро, так что температура сжатого объема совсем не успевает выравниваться с температурой окружающих объемов; часть работы сжатия тратится на его нагревание. Такое сжатие называется адиабатическим.

Очевидно, что поскольку при этом работа тратится не только на сжатие, но и на нагревание воздуха, то при равной степени уплотнения адиабатический способ требует большего давления, чем изотермический. Адиабатическая упругость больше изотермической, поэтому в выражении для скорости звука и появляется коэффициент $\sqrt{1,4} = 1,19$. При очень малых частотах колебаний поршня сжатие воздуха происходило бы изотермически. Скорость распространения такого звука (инфразвука), неслышимого ухом, меньше, чем скорость обычного звука; для очень низких частот как раз в отношении 1,19.

§ 2. Возникновение скачка

Распространение звука будет интересовать нас не как периодический процесс, происходящий в газе, а совсем с другой точки зрения.

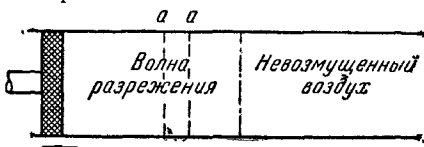


Рис. 2.

Чтобы разъяснить ее, представим себе, что поршень на рис. 1 совершает не периодические движения, а просто равномерно вытягивается из трубы, начиная с некоторого начального положения (рис. 2). Вслед за поршнем устрем-

ляется и воздух, но разумеется, не во всей трубе одновременно. Сначала это будет очень тонкий слой, прилегающий к поршню, потом соседний слой и т. д. Граница между неподвижным и движущимся воздухом побежит направо по газу как раз со скоростью звука. Правее этой границы воздух еще не будет затронут движением, левее — потечет за поршнем. Расстояние между плоскостями a и a , проведенными через одни и те же частицы, непрерывно возрастает.

Выражаясь образно, воздух правее границы возмущений еще «не знает» о том, что поршень начал двигаться из трубы. Скорость звука является как бы скоростью передачи сигнала по газу — сигнала, сообщающего движение. В этом состоит значение скорости звука для газовой динамики, которая, в отличие от акустики, обычно имеет дело с непериодическими процессами, такими, например, как выдвигание или вдвигание поршня.

Можно показать, что если поршень не изменяет направления своего движения, то передняя граница возмущения всегда движется с постоянной скоростью. Для этого необходимо и достаточно, чтобы ее не догоняли звуковые сигналы, идущие слева, из области текущего, разреженного газа. Если эти сигналы не приходят на переднюю границу, то газ на ней «не знает», когда и как стал двигаться поршень после того, как он впервые пришел в движение. Граница распространяется по газу так же, как если бы поршень продолжал выдвигаться из газа с той же скоростью, с какой он начал движение.

Почему же звуковой сигнал из разреженной области не может нагнать переднюю границу? Для этого есть две причины. Скорость звука, как уже было указано, пропорциональна корню квадратному из давления, деленного на плотность. Но это частное определяется, по известному уравнению Клапейрона, только абсолютной температурой газа (абсолютная температура равна температуре по Цельсию плюс 273° , например, абсолютная «комнатная» температура равна $273^\circ + 20^\circ = 293^\circ$). Расширение газа происходит адиабатически (см. § 1), следовательно, он охлаждается. Поэтому в каждой точке газа, движущегося за поршнем, скорость звука меньше, чем на передней границе возмущения.

Уже по этому одному звуковой сигнал из разреженного газа не может догнать переднюю границу возмущения.

Но это еще не все. Газ движется за поршнем, то есть влево. Поэтому звуковые сигналы сносятся движущимся газом тоже влево. Скорости вычитаются, так что относительно трубы звук из разреженной области бежит еще медленнее, чем относительно самого газа. Это другая причина того, почему он не может нагнать переднюю границу возмущений, бегущую по неподвижному газу.

Возмущенная область газа, текущего за поршнем, называется волной разрежения. Так как поршень движется влево, а граница волны — вправо, область газа за волной разрежения непрерывно увеличивается. Скорость каждой частицы, захваченной волной, растет. На самой границе возмущения она еще равна нулю, левее нее возрастает и на самом поршне равна его скорости, если только сам поршень не движется слишком быстро.

Оказывается, что если в трубе воздух, а скорость поршня больше пятикратной скорости звука в невозмущенном воздухе, то течение не поспевает за поршнем, так что между поршнем и газом образуется вакуум. По мере расширения газа в вакуум скорость каждой его части стремится к этой пятикратной скорости звука. Во избежание недоразумений отметим, что речь идет не об отдельных молекулах газа, которые движутся беспорядочно, а об упорядоченной, общей скорости переноса газа относительно трубы.

У звуковых волн, которые изучаются в акустике, скорости частиц (опять-таки небольших объемов, а не молекул!) всегда очень малы по сравнению со скоростью звука. В волне разрежения соотношение как раз обратное: газ течет быстрее звука. Такая ситуация характерна для газовой динамики, изучающей движение газов с большими скоростями.

Обычно принято сравнивать скорости частиц не со скоростью звука в невозмущенном воздухе, а с «местной» скоростью звука, то есть с его скоростью внутри данного небольшого объема. На границе с вакуумом в волне разрежения давление газа равно нулю, равна нулю и температура. Конечно, это относится к воображаемому «идеальному» газу, который при низких температурах не обращается в жидкость, мы сейчас рассматриваем динамику только такого газа. Но при абсолютном нуле температуры равна нулю и местная скорость звука, ведь она пропорциональна корню квадратному из температуры. Следова-

тельно, в этом месте, или, точнее в этой частице газа скорость течения в бесконечное число раз больше скорости звука.

Так движется газ, когда поршень выдвигается из трубы. Что же произойдет, если поршень будет вдвигаться и тем самым сжимать газ в трубе? Оказывается, что возникнет совсем иная картина.



Рис. 3.

Пусть поршень начинает вдвигаться очень медленно. Тогда передняя граница сжатого газа побежит со скоростью звука по газу несжатому. Постепенно поршень будет ускоряться. Образуется волна сжатия, в которой воздух адиабатически нагрет и движется вправо (рис. 3). Поэтому возмущение из волны сжатия непременно нагонит ее

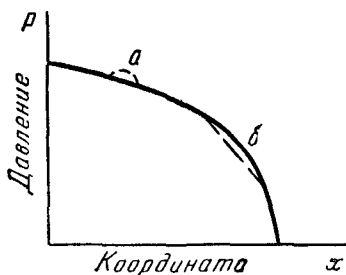


Рис. 4а.

переднюю границу: в нагретом воздухе скорость звука больше, и, кроме того, она складывается со скоростью течения. Следовательно, передняя граница волны сжатия непременно «узнает» о том, что поршень движется ускоренно, сжимая газ.

Можно нарисовать профиль волны сжатия, то есть распределение давления в ней в зависимости от координаты

(рис. 4а). Допустим, что на этот профиль накладывается небольшой «выступ» давления *a*. Он не может остаться на месте даже относительно того объема газа, в котором возник, а как всякое сжатие газа побежит по нему со скоростью звука, переменной на профиле, от точки к точке. Но любую точку, например, *б*, можно рассматривать как небольшой выступ над хордой, обозначенной пунктиром. Итак, каждое сжатие газа распространяется по нему с местной скоростью звука, причем на профиле, изобра-

женном на рис. 4а, большее давление догонит и даже, казалось бы, перегонит меньшее. Но если бы так случилось, профиль, изображенный на рис. 4а, перестроился бы в профиль, соответствующий рис. 4б, который отвечает физически абсурдной ситуации, когда в одной и той же точке, например, А, давление газа имеет на профиле два или даже три значения (p_1 и p_2 на рис. 4б, p_1 , p_2 и p_3 на рис. 4в). Очевидно, что на самом деле так получиться не может, а осуществится нечто совсем иное.

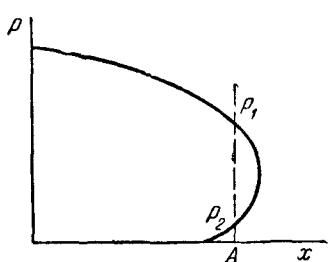


Рис. 4б.

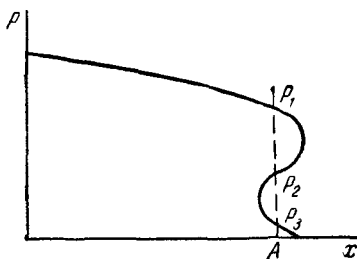


Рис. 4в.

Прежде, чем рассмотреть, что произойдет в газе, полезно обратиться к другому, очень сходному случаю волнового движения — морскому прибою. Оказывается, что законы распространения волн по поверхности воды в неглубоком водоеме очень похожи на законы распространения волн сжатия в газе. Одни волны, как говорят, моделируют другие. Все, вероятно, знают, что электрический колебательный контур из емкости и самоиндукции моделирует колебания груза, подвешенного на пружине. Роль упругого звена играет емкость, роль массы — самоиндукция. Несмотря на совершенно разную физическую природу явлений, они подчиняются закономерностям одинакового вида. Это и есть моделирование.

Не всякое волновое движение в жидкости моделирует волны сжатия в газе. Например, мелкая рябь на поверхности имеет другой закон распространения. Аналогия возникает только тогда, когда длина волны сравнима с глубиной водоема. Тогда высота уровня воды в данной точке есть величина, аналогичная давлению в газе. Профилю давления в газе отвечает зримый профиль волны в воде.

Рассмотрим, как возникают в прибое волны, похожие по профилю на изображенные на рис. 4б. Если волны набегают на отлогий берег, их гребни имеют бóльшую скорость, чем впадины. Легко убедиться, что это должно быть так: под гребнями местная глубина больше, чем под впадинами. Но скорость волн может зависеть только от двух величин: глубины и ускорения силы тяжести. А из них можно построить только одну величину, имеющую размерность скорости: корень квадратный из глубины, умноженной на это ускорение. Ту же форму имеет выражение скорости падения тела с заданной высоты. Но если гребни

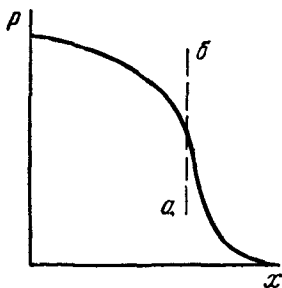


Рис. 5а.

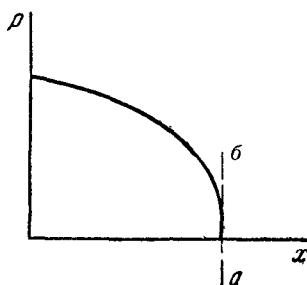


Рис. 5б.

бегут быстрее впадин, они должны выбегать вперед, так что волны сперва приобретают вертикальный участок переднего фронта, который затем наклоняется, как на рис. 4б, в. Имея такую форму, волны бежать не могут и обрушиваются в виде прибоя.

Проследим теперь, как будет изменяться профиль волны сжатия в газе. Прежде чем возникнет физически невозможное перехлестывание, в некоторой точке профиля должен образоваться очень маленький вертикальный участок (рис. 5а, б). В зависимости от закона движения поршня этот вертикальный участок может получиться как в передней точке волны сжатия, так и в ее середине. Давление с левой стороны от этого участка будет продолжать повышаться за счет сигналов, приходящих со стороны поршня. Но как бы оно ни повышалось, вертикальная касательная ab к профилю не наклонится вправо, чтобы не дать начало невозможному профилю, изображенному на рис. 4б.

Следовательно, единственный выход состоит в том, что из вертикальной касательной разовьется разрыв давления (рис. 6а, б).

Место разрыва можно рассматривать как участок кривой со сколь угодно большим наклоном, так что неоднозначности давления не возникает.

Мы начали рассуждения, предполагая, что все величины в волне сжатия изменяются непрерывно, так же, как и в волне разрежения. Но оказалось, что в волне сжатия неминуемо должен наступить такой момент, когда

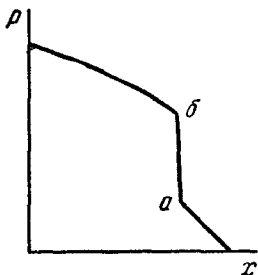


Рис. 6а.

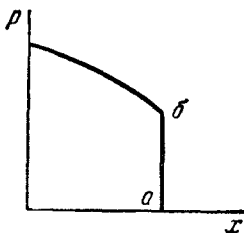


Рис. 6б.

движение больше не сможет остаться непрерывным. Однако, перемещением поршня в принципе можно располагать по произволу, так что газ должен найти какой-нибудь естественный выход. Единственное возможное предположение состоит в том, что в газе возникнет скачок.

Такого рода скачок называется ударной волной. К выводу о необходимости образования ударной волны из волны сжатия газовая динамика пришла не из качественных рассуждений, а из строгих уравнений. Но те, кто пришел к этому выводу впервые, сами в него не поверили, исходя из метафизического предрассудка, что «природа не делает скачков». Вероятно, в основе этого ложного принципа лежит допущение, что скачок — это нечто беззаконное, нарушающее естественный ход вещей. На самом деле, ударная волна управляется такими же строгими закономерностями, как и гладкое, непрерывное течение газа. Она возникает, развивается и распространяется в таком же согласии с механикой и общими свойствами газа, как и звуковая волна.

§ 3. Условия на ударном разрыве

Движение газа с ударным разрывом есть один из частных случаев механического движения. Следовательно, какая бы величина ни менялась скачкообразно в ударной волне, давление, плотность или скорость газа — изменение всегда должно происходить таким образом, чтобы не нарушились общие законы механики.

Один из основных законов движения в механике Ньютона есть закон сохранения массы: как бы ни двигалась материальная частица, ее масса остается одной и той же. Закон сохранения массы приближенный, в более точных уравнениях механики Эйнштейна он не подтверждается. Так, при ядерных превращениях суммарная масса частиц может измениться примерно на $0,1-0,4\%$. Но мы оставим пока в стороне ударные волны столь большой силы, что при них надо принимать в расчет ядерные превращения.

Итак, надо потребовать, чтобы масса вещества, вытекающего за одну секунду в ударный разрыв слева, равнялась массе, вытекающей из него справа. Иначе масса накоплялась бы в самом скачке, приобретая таким образом бесконечную плотность, что невозможно.

Кроме закона сохранения массы очень важен и закон сохранения количества движения. Так называется, как известно, произведение массы частицы на ее скорость. Согласно второму закону Ньютона, если на частицу действуют силы, то изменение количества движения за единицу времени равно приложенным силам.

Рассмотрим частицу газа, проходящую через разрыв. Приложенная к ней сила равна разности давлений справа и слева от разрыва; очевидно, что эти давления действуют в противоположные стороны, так что равнодействующая находится путем вычитания.

Вычислим теперь количество движения газа, проходящего через разрыв. Для этого мысленно построим в газе цилиндр, ось которого перпендикулярна ударному разрыву (рис. 7), а площадь основания равна 1 см^2 . Слева отложим по оси цилиндра отрезок, численно равный скорости течения газа с этой стороны, и аналогичный отрезок построим справа. Тогда по построению ясно, что весь газ, находившийся в левом отрезке цилиндра за единицу времени перетечет через разрыв в правый отрезок. Как изменится за это время количество движения

газа в цилиндре? Масса левого отрезка равна плотности слева, умноженной на скорость там же, потому что объем этой части цилиндра численно равен его длине (площадь поперечного сечения = 1), так что масса = плотности \times \times длину. Количество движения равно произведению массы на скорость, то есть окончательно равно произведению плотности на квадрат скорости. Аналогичному выражению равно количество движения правого отрезка цилиндра.

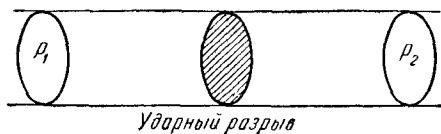


Рис. 7.

Когда газ переходит слева направо через ударный разрыв, количество его движения за единицу времени изменяется на величину разности обоих этих выражений.

Но по второму закону Ньютона изменение количества движения за единицу времени равно равнодействующей приложенных сил, то есть, согласно только что сказанному, разности давлений по торцам всего цилиндра. Это есть второе условие на разрыве. Удобнее всего записывать их, полагая, что мы сами движемся вместе с разрывом относительно газа. Тогда закон сохранения массы гласит:

Произведение плотности на скорость газа одинаково по обе стороны.

Второй закон Ньютона дает:

Разность произведений плотности на квадрат скорости равна взятой с обратным знаком разности давлений.

В самом разрыве имеют скачок плотность, давление и скорость. Будем считать их известными по одну сторону разрыва. Что надо задать, чтобы определить их по другую сторону?

Прежде всего заметим, что кроме этих трех величин неизвестной является и сама величина скорости, с которой разрыв распространяется относительно частиц газа. Разумеется, он никак не связан с одними и теми же частицами; ведь через него перетекает газ. Если считать, что газ впереди волны покоится, то скорость волны и есть та лишняя неизвестная, которую надо знать помимо состояния газа за волной.

Состояние газа впереди волны обычно бывает задано, так что для полного определения волны надо знать еще четыре величины; для того, чтобы сделать это, мы пока имеем два закона сохранения. Если, например, нам стали известны давление и плотность и по другую сторону разрыва, то уже скорость распространения разрыва и скорость газа по другую его сторону вычислить нетрудно. Заметим, что эти величины вовсе не равны друг другу, как не равны скорости звука и газа в звуковой волне.

Законы, которыми мы пользовались, универсальны и не зависят от природы вещества, в котором происходит разрыв — твердое оно, жидкое или газообразное, или даже рыхлое, как песок.

В природе есть однако еще один универсальный по содержанию закон — сохранение энергии. От предыдущих двух он существенно отличается тем, что они универсальны и по форме: выражение количества движения любого тела через его массу и скорость всегда одинаково. Но невозможно записать в общем виде энергию произвольного тела. Разница связана с тем, что количество движения тела относится к его перемещению, как целого, а энергия связана и с внутренним, тепловым движением отдельных атомов и молекул.

Энергия тела всегда складывается из двух частей: чисто механической, которая в общем случае равна сумме кинетической и потенциальной энергии, и энергии внутреннего молекулярного движения, которая иногда называется «тепловой». Закон сохранения энергии относится к сумме кинетической, потенциальной и внутренней энергий вещества. Но потенциальная энергия зависит от положения частицы в пространстве и не может претерпевать разрыв на ударной волне. Поэтому на волне сохраняется просто сумма кинетической и внутренней энергии.

Закон сохранения энергии был сформулирован после того, как Р. Майер установил механический эквивалент тепла: до этого такой закон не мог быть высказан в количественной форме. Общие догадки о сохранении «силы» или «движения», относящиеся к XVII или XVIII веку, принадлежат скорее философии, чем физике, так как за ними не было никаких определенных количественных соотношений. Нельзя говорить о сохранении величины

до тех пор, пока не указано, что именно сохраняется, то есть как измеряется физически сохраняющаяся величина. Это указание и содержится в определении механического эквивалента теплоты.

Закон сохранения энергии, как мы уже отмечали, универсален только по содержанию, но не по форме, потому что внутренняя энергия разных тел различным образом связана с их состоянием, то есть с давлением и плотностью. В данном случае это очень существенно, так как именно давление и плотность должны быть определены по разные стороны ударного разрыва.

Но если для некоторого конкретного вещества зависимость внутренней энергии от давления и плотности известна, то закон сохранения полной энергии дает возможность определить еще одну величину за ударным разрывом. Поэтому, если известны давление, плотность и скорость перед разрывом, то после разрыва достаточно знать одно только давление, или вместо него надо задать скорость распространения ударной волны.

Энергия газа очень просто выражается через его давление и плотность. Так как теплоемкость газа — величина постоянная, его энергия прямо пропорциональна абсолютной температуре. Последняя, по уравнению Клапейрона, в свою очередь пропорциональна давлению газа, деленному на его плотность. Поэтому и энергия газа пропорциональна этому частному.

Это простое выражение позволяет легко вычислить любую величину за фронтом ударной волны в газе, если одна из величин, характеризующих разрыв, задана. Очень часто задают скачок давления при заданных давлении, скорости и плотности перед фронтом.

Вместо плотности иногда пользуются другой величиной — удельным объемом вещества, то есть объемом, приходящимся на единицу массы, тогда как плотность есть масса, приходящаяся на единицу объема. Очевидно, обе эти величины обратны друг другу.

Задавшись начальным состоянием покоящегося газа перед фронтом, можно построить кривую зависимости давления от удельного объема за фронтом. Она называется адиабатой Гюгонió (правильнее было бы произносить Югонió, здесь сказывается инерция неправильного произношения фамилии Югó). Согласно сказанному, адиабату Гюгонió особенно просто построить для идеального

газа. Ее примерный вид показан на рис. 8. p_0 и V_0 — начальные давление и объем газа, p_1 и V_1 — конечные давление и объем после ударного сжатия. AB — вертикальная асимптота (см. ниже).

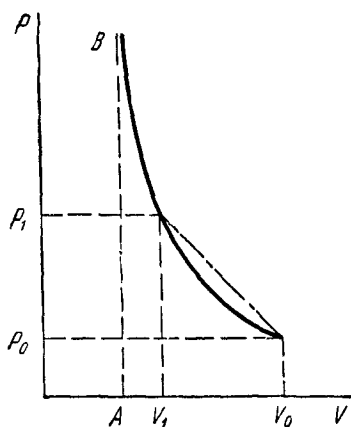


Рис. 8.

Мы уже упоминали в § 1 про два способа сжатия газов — изотермический и адиабатический. Кривая на рис. 8 иллюстрирует третий способ сжатия — ударный. Кривая названа и здесь «адиабатой», потому что при ударном сжатии тоже нет теплообмена с окружающей средой, как при обычном адиабатическом сжатии. Но следует иметь в виду, что имеется глубокое различие в смысле обеих кривых, которое мы сейчас разъясним.

Для сравнения нарисуем кривые изотермического и адиабатического сжатия (рис. 9) в тех же переменных. Внешне они напоминают адиабату Гюгонио, но на самом деле имеют совершенно другой смысл. Если плавно увеличивать давление от его начального значения p_0 , то объем будет тоже плавно уменьшаться от начального значения V_0 вдоль изотермы или адиабаты, смотря по способу сжатия.

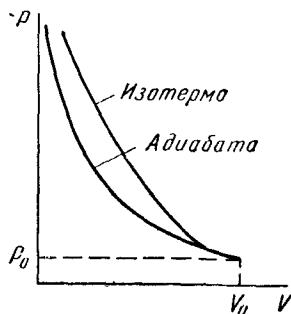


Рис. 9.

При разгрузке, то есть когда давление плавно уменьшается, объем газа проходит в обратном порядке те же значения, которые он проходил во время нагрузки при том же давлении. Иначе говоря, кривая изотермического сжатия совпадает с кривой изотермического расширения, и то же относится к кривой адиабатического сжатия. Наоборот, при ударном сжатии объем скачкообразно уменьшается от своего начального значения до конечного. Но существ-

венно, что это конечное состояние непременно должно лежать на адиабате Гюгонио. Выражаясь более специальным языком, надо сказать, что кривая Гюгонио есть геометрическое место точек на графике объем — давление, достижимых путем ударного сжатия из данного начального состояния. Но не следует думать, что сам процесс ударного сжатия идет вдоль кривой рис. 8, так, как изотермическое или адиабатическое сжатие по кривым рис. 9. Это становится особенно ясным, если рассмотреть разгрузку. Дальше будет показано, что ударная, скачкообразная разгрузка в газе вообще невозможна. Разгрузка происходит в волне разрежения. Если разгружать состояние, сжатое ударной волной, до начального давления p_0 , то газ отнюдь не вернется в свое исходное состояние, которое было до сжатия.

Пока мы отвлекаемся от молекулярного строения вещества, физический смысл могут иметь только начальное и конечное состояния при ударном сжатии. При учете строения можно определить и промежуточные состояния (мы сделаем это в § 6). С помощью первых двух законов сохранения можно показать, что состояние изменяется по хорде, соединяющей точки до и после ударного перехода. Существенно, что этот вывод совсем не зависит от конкретной природы вещества, а следует только из законов сохранения массы и количества движения.

§ 4. Предельное сжатие в ударных волнах

Еще одно отличие ударного сжатия от неударного состоит в том, что при ударном способе объем не может сделаться сколь угодно малым. Наоборот, при изотермическом сжатии объем обратно пропорционален давлению. Поэтому, если давление сколь угодно велико, то объем сколь угодно мал. Мы отвлеклись от того, что молекулы на самом деле — не точки, но это сказывается только при сжатии в несколько сот раз. Закон адиабатического сжатия — иной, но и здесь нулевой объем достигается при бесконечном давлении. Совсем иначе выглядит кривая ударного сжатия (рис. 8) при больших давлениях. Существование вертикальной асимптоты AB показывает, что здесь объем не может уменьшиться сильнее, чем в шесть раз, как бы ни было велико давление в ударной волне. Поэтому кривая ударного сжатия

стремится к вертикальной касательной AB , когда объем стремится к одной шестой от первоначального (для воздуха).

Произведение объема газа на его давление пропорционально абсолютной температуре. Так как давление при шестикратном сжатии воздуха стремится к бесконечности, а объем остается конечным, температура воздуха в очень сильной волне стремится к бесконечности пропорционально давлению.

Надо отметить, что при сильном нагревании свойства воздуха существенно изменяются: молекулы азота и кислорода распадаются на атомы, из атомов вырываются электроны, так что на самом деле предельное сжатие воздуха с нормальной начальной плотностью не шести-, а примерно десятикратное. Это происходит в волне с давлением порядка тысячи атмосфер. Между тем, чтобы изотермически сжать воздух в десять раз, нужно давление всего в десять атмосфер.

При адиабатическом сжатии воздух тоже нагревается, но значительно слабее, чем при ударном. Например, чтобы сжать воздух адиабатически в десять раз, нужно давление двадцать пять атмосфер. Тогда из уравнения Клапейрона видно, что температура возрастет в 2,5 раза. Если начальная абсолютная температура была 300° абсолютных, то после сжатия будет 750° абсолютных, или 477° С.

Ударная волна, в которой давление равно тысяче атмосфер, нагревает воздух до $14\,000^\circ$ С. Напомним, что температура излучающего слоя Солнца 5700° С. Один квадратный сантиметр поверхности такой волны излучает в секунду в 36 раз больше энергии, чем равная поверхность на Солнце.

При ядерном взрыве образуются ярко светящиеся ударные волны, огненные шары. Если огненный шар с температурой $14\,000^\circ$ виден под углом в 5,3 раза большим, чем солнечный диск, то он светит ярче тысячи солнц ($36 \times 5,3^2 > 1000$) в согласии с названием известной книги Р. Юнга. Но столь яркое свечение длится недолго, меньше сотой доли секунды.

Вернемся к общим свойствам ударного сжатия. Если снять давление, то вещество, сжатое ударной волной, не вернется в исходное состояние, в котором оно было до сжатия. Между тем, при изотермическом или адиабати-

ческом сжатии газ после разгрузки возвращается в первоначальное состояние. Оба эти процесса сжатия относятся к классу обратимых процессов, а ударное сжатие — к классу необратимых.

Необратимость ударного сжатия видна уже из того, что волна разрежения существенно отличается от ударной волны. В §2 было указано, что в волне разрежения газ расширяется адиабатически, то есть по совершенно другому закону, чем он сжимается в ударной волне. Поэтому, если сначала вдвигать поршень в трубу так, чтобы сжать газ ударной волной, а потом вытянуть поршень в его исходное положение, газ отнюдь не придет в исходное состояние. Так как объем стал равным первоначальному, а масса не изменилась, плотность стала равна исходной, но давление будет выше, потому что адиабатическое охлаждение при расширении не компенсирует ударного нагревания при сжатии.

Но внутренняя энергия газа пропорциональна его абсолютной температуре, так что ударное сжатие ведет к необратимой потере энергии: работа, затраченная на сжатие, не будет возвращена при расширении.

Можно видеть, что в результате любых необратимых процессов энергия может только растрачиваться. Так, например, полезная работа, совершенная над поршнем при ударном сжатии газа, была не полностью возвращена поршню при адиабатическом расширении. Часть энергии «застряла» в газе. Легко доказать от противного, что иначе не может быть. Действительно, если бы адиабатическое расширение охлаждало газ сильнее, чем он был нагрет при ударном сжатии, то после разгрузки газ оказался бы при температуре более низкой, чем окружающая среда, а мы получили бы назад некоторую избыточную работу. Подождав немного, пока газ снова нагреется до температуры окружающей среды, мы могли бы повторить весь процесс и снова получить ту же работу, и так сколько угодно раз. Источником энергии, притом неисчерпаемо большим, служила бы вся окружающая среда. За счет этой энергии мог бы работать некий воображаемый двигатель. В науке он даже получил специальное название: вечный двигатель второго рода.

Вечные двигатели бывают, а точнее, не бывают, двух родов. Двигатель первого рода, по мысли его несчастных изобретателей, должен получать энергию прямо из

ничего. Что такой двигатель построить невозможно, следует просто из закона сохранения энергии.

Проекты вечных двигателей второго рода не посягают на этот мировой закон. Они только должны неограниченно заимствовать внутреннюю энергию из окружающей среды и превращать ее в полезную работу. Но их так же невозможно соорудить, как и двигатели первого рода.

Не следует, конечно, смешивать воображаемый вечный двигатель второго рода с так называемым даровым двигателем, таким, как турбина гидроэлектростанции. Энергия текущей воды заимствуется, в конечном счете, у Солнца, то есть тела гораздо более горячего, чем среда, окружающая электростанцию. В этом случае Солнце заменяет топку парового котла.

Как известно, постоянные неудачи изобретателей вечного двигателя первого рода и повели, в конце концов, к формулировке закона сохранения энергии, который иначе называется первым началом термодинамики.

Та же судьба постигла изобретателей вечного двигателя второго рода, и столь же неотвратимо. Поэтому было сформулировано второе начало термодинамики: невозможно построить тепловую машину, работающую за счет внутренней энергии окружающей изотермической среды. Впоследствии второе начало термодинамики было строго обосновано Больцманом из статистики молекулярных движений. Больцман показал, что концентрация внутренней энергии среды в двигателе есть тем более невероятное событие, чем дольше предполагается работающим двигатель.

В предлагаемых проектах иногда не всем удается распознать, что они по сути сводятся к вечным двигателям второго рода, во всяком случае, это труднее, чем обнаружить несогласие с законом сохранения энергии. Поэтому авторы таких проектов не всегда столь же горькие неудачники в жизни, как изобретатели вечных двигателей первого рода.

Исходя из второго начала термодинамики, можно объяснить, что невозможны ударные волны разрежения, то есть скачки, на которых давление газа падало бы. На фронте такого скачка можно было бы удовлетворить тем же трем законам сохранения, что и на фронте ударной волны, сжимающей газ. Но если бы скачок разрежения существовал, то газ охлаждался бы в нем сильнее, чем

при адиабатическом процессе с тем же изменением объема. Тогда можно было бы построить вечный двигатель второго рода, сжимая газ адиабатически и разрежая его ударно, а это невозможно. Это пример доказательства, основанного на общем принципе физики.

Но применительно к данному конкретному случаю то же самое видно из простых газодинамических рассуждений. Именно, анализ адиабаты Гюгонио показывает, что ударная волна сжатия движется быстрее звука относительно несжатого газа и медленнее звука относительно сжатого газа. Тогда для скачка разрежения получилось бы обратное: он должен был бы двигаться медленнее звука по отношению к газу, лежащему впереди. При этом что помешало бы ему излучать вперед звуковые волны до тех пор, пока он не размажется в пространстве? Иначе говоря, он был бы неустойчив относительно излучения звуковых волн. Наоборот, ударная волна излучать вперед звук не может, так как она движется быстрее. Отсюда видна ее устойчивость. В первоначально гладкой волне сжатия звуковые возмущения нагоняют друг друга и приводят к образованию скачка.

Сравнение адиабатического и ударного сжатия, основанное тоже на свойствах адиабаты Гюгонио, показывает, что с помощью этих процессов невозможно построить двигатель, работающий за счет внутренней энергии окружающей среды. Таким образом, обнаруживается несостоятельность одного конкретного проекта. Поскольку она проявляется всегда, невозможность построения вечного двигателя второго рода была возведена в ранг принципа. Но, как мы уже говорили, этот принцип не носит характера постулата, то есть чего-то, принимаемого на веру, и нельзя надеяться, что хотя не удалось миллион проектов, будет действовать миллион первый. Вечный двигатель второго рода не может работать так же, как подбрасываемая монета бесконечное число раз подряд падать одной и той же стороной вверх.

Невозможность ударной волны разрежения показывает, что в адиабате Гюгонио имеет физический смысл только та ее часть, которая лежит выше начального состояния. Только она отвечает сжатию.

Итак мы видим, что одних только законов сохранения недостаточно, чтобы полностью построить теорию ударных

переходов: необходимо привлекать либо соображения, связанные с устойчивостью, либо второе начало термодинамики. Можно добавить, что положения термодинамики вообще входят неотъемлемой частью в газовую динамику.

§ 5. Слабые ударные волны

В предыдущем параграфе мы разъясняли, насколько необратимая ударная волна не похожа на плавную, обратимую волну разрежения. Но это относится к сильным ударным волнам, в которых давление меняется на много. Если давление меняется не очень сильно, то соотношения между величинами в ударной волне начинают во многом напоминать соотношения в волне разрежения.

Предположим, что поршень, создающий ударную волну, вдвигается в газ очень медленно по сравнению со скоростью звука в невозмущенном газе. Тогда волна сжатия будет очень слабой. Звуковые возмущения от поршня побегут по очень мало сжатому газу. Течение газа будет слабо сносить их вперед.

В результате возникнет ударная волна небольшой амплитуды, то есть с избыточным давлением, составляющим малую долю от давления в невозмущенном газе. Если, например, скорость поршня в десять раз меньше скорости звука, то избыточное давление в воздухе составит 0,14 от начального. Оба малые отношения, 0,1 и 0,14 имеют, как принято говорить, один порядок величины.

Но если амплитуда давления в волне невелика, то такая волна распространяется по газу как небольшой бугорок давления на профиле (рис. 4,а). Поэтому слабая волна бежит по профилю приблизительно со скоростью звука. В пределе такая волна превращается просто в звуковую. То же относится, конечно, и к слабой волне разрежения. Поэтому общие соотношения для слабой ударной волны и для слабой волны разрежения — в пределе совпадают.

Но какую волну считать сильной, а какую еще слабой? Все дело, очевидно, в той точности, которая принята достаточной. Пусть, например, ударная волна и волна разрежения отвечают перепаду давления в одинаковое число раз по отношению к начальному. Тогда можно условиться считать их скорости одинаковыми, если различие меньше одного процента.

Оказывается, что здесь совпадение гораздо лучшее, чем можно было бы ожидать. Даже когда отношения давлений составляют 2,5, то есть в ударной волне давление возрастает, а в волне разрежения — падает во столько же раз, скорости, которые приобретает воздух в обеих волнах, различаются примерно на один процент. Но ударную волну с таким перепадом давления никак нельзя назвать «слабой», если судить по ее действию! Тем лучше, конечно, совпадение для действительно слабой волны.

Существенное, качественное различие в ходе величин в волне разрежения и в ударной волне возникает при больших, чем в 2,5 раза перепадах давления. Надо сказать, однако, что если вычислять скорость распространения скачка по приближенным формулам, отвечающим тому же приближению, по которому вычислялась скорость газа, то ошибка при той же амплитуде скачка составит около 6%.

Главное отличие ударной волны от волны разрежения состоит в необратимости ударного сжатия. Как же измерить степень этой необратимости? В § 4 было указано, что мерой этой необратимости может служить остаточная внутренняя энергия газа после разгрузки. Она показывает, какая доля от первоначальной работы сжатия истрачена безвозвратно.

Оказывается, что у слабых ударных волн эта доля пропорциональна кубу отношения избыточного давления к начальному. Так, например, если это отношение уменьшается от 0,1 до 0,05, то есть вдвое, то степень необратимости уменьшается в восемь раз. Сама же степень необратимости отвечающая относительной амплитуде 0,1, меньше 0,0001. Поэтому роль необратимости велика только при больших амплитудах.

§ 6. Строение фронта ударной волны

До сих пор мы рассматривали газ, по которому бежит ударная волна, как сплошную, непрерывную среду, то есть полностью пренебрегли его атомно-молекулярным строением. Выражение «частица газа», которым мы пользовались, означало такой большой объем, который содержит еще очень много атомов или молекул, но в то же время такой малый, что давление, плотность и скорость газа внутри него можно считать постоянными. В волне

разрежения всегда можно выбрать такой малый объем или частицу газа.

Но в ударной волне сделать этого нельзя, если через частицу как раз проходит ее фронт. В этом смысле скачок является сколь угодно резким.

Но это верно только до тех пор, пока оставлено в стороне строение газа, или вообще любой той среды, в которой распространяется волна.

В этом параграфе мы будем рассматривать более детально строение ударного фронта. Сравнительно простые и общие соотношения получаются для газобразной среды, которой мы и ограничимся.

Чтобы описать передачу движения в газе, необходимо учитывать взаимодействие его молекул. Если бы газ был в буквальном смысле «идеальным», то есть молекулы не взаимодействовали совсем, каждая из них двигалась бы совершенно независимо от остальных, не сообщая им ни импульса, ни энергии.

Но отсюда следует, что всякую передачу движения в газе можно изобразить только с помощью детальной картины межмолекулярного взаимодействия. Рассматривая, например, волну разрежения, мы находили силу, с которой каждый из объемов, или «частиц» газа взаимодействует с соседними объемами, в виде результирующего давления. Конечно, давление тоже имеет молекулярную природу, но если объем газа состоит из достаточно большого числа молекул, отдельные столкновения между ними можно заменить средней величиной передаваемого ими импульса за единицу времени и через единицу поверхности, разделяющей объемы. Импульс за единицу времени есть по определению сила, а сила, отнесенная к единице поверхности, называется давлением.

Но не всегда можно определить соответствующий объем, если движение включает в себя ударный разрыв. Если нас интересуют как раз те участки газа, через которые проходит разрыв, их уже нельзя считать достаточно большими, чтобы сводить всю сложную картину молекулярного движения только к среднему переносу импульса сквозь поверхность. А именно эти участки газа интересуют нас, если мы изучаем строение фронта. Следует иметь в виду, кроме того, что в идеальном газе импульс передается через поверхность только перпендикулярно к ней. Прямой учет столкновений между молекулами

показывает, что может переноситься и составляющая импульса, касательная к поверхности. Рассмотрим механизм молекулярного переноса.

Сила взаимодействия между двумя отдельными молекулами имеет, вообще говоря, сложный характер. На больших расстояниях все молекулы очень слабо притягиваются, а на малых расстояниях, сравнимых с их размерами, очень сильно отталкиваются. Кроме того, молекулы большинства газов — двухатомные (O_2 , H_2 , N_2), так что сила взаимодействия зависит не только от расстояния, но и от взаимной ориентации молекул в пространстве. Поэтому обычно рассматривают не реальное взаимодействие во всей его сложности, а только наиболее удобную и простую модель газа, свойства которой качественно передают его реальное поведение. Детали взаимодействия различны у разных газов, и если бы мы попытались учитывать их, получилась бы теория азота, кислорода, воздуха, но не газа вообще.

В модели газа притяжением на больших расстояниях пренебрегают вообще (эта модель заведомо не будет отражать некоторых свойств реальных газов, например, способности к ожижению, что здесь не важно). Все свойства сил отталкивания заключают в одном предположении, что молекулы взаимодействуют просто как упругие шары. Реальные шары, вроде бильiardных, способны не только перемещаться, но и вращаться. У молекул это не принимается во внимание, если специально не изучают их вращательное движение. Поскольку мы сейчас интересуемся переносом импульса, вращение просто несущественно.

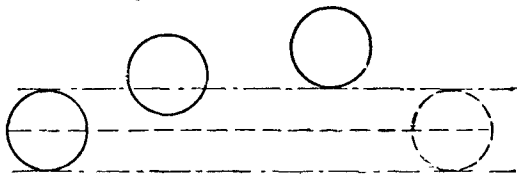


Рис. 10.

В большинстве случаев модель упругих шаров удовлетворительно отражает основные черты переноса движения в газе.

Как же происходит этот перенос? Пока два шарика не находятся в контакте, они вообще не взаимодействуют. От столкновения до столкновения они свободны. На рис. 10

изображено примерное расположение молекул. Пока молекула движется свободно, она описывает в пространстве цилиндр («колбасу»). Она может столкнуться только с теми молекулами, которые хотя бы краешком зайдут в этот цилиндр. Центры таких молекул могут быть удалены от оси цилиндра не больше, чем на расстояние двойного радиуса, т. е. диаметра.

Конечно, другие молекулы влетают и вылетают из цилиндра, но в среднем число их остается постоянным в течение того короткого времени, которое проходит между столкновениями. Поэтому число столкновений в единицу времени равно среднему числу молекул в цилиндре, радиус которого равен диаметру молекулы, а длина численно равна скорости молекулы. Если плотность молекул умножить на объем этого цилиндра, как раз и получится искомое среднее число столкновений, которое любая данная молекула испытает за единицу времени. Обратная величина отсюда есть среднее время, которое молекула летит свободно от столкновения до столкновения. Это время, умноженное на скорость молекулы, равно среднему пути, который молекула проходит между столкновениями и который иначе называется свободным пробегом. Проследив за рассуждением, легко увидеть, что скорость сокращается из выражения для величины свободного пробега, который зависит, таким образом, только от радиуса молекул и их плотности в пространстве. Заметим, что такой вывод относится только к модели упругих шаров.

В воздухе нормальной плотности свободный пробег составляет примерно $0,00002$ см. Диаметр молекулы равен приблизительно $0,00000001$ см. На больших высотах, где плотность воздуха мала, свободный пробег соответственно больше.

С помощью понятия пробега очень легко понять механизм процессов переноса в газах. Рассмотрим сначала молекулярный перенос энергии, то есть теплопроводность газа.

Теплопроводность означает перенос внутренней энергии от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой, или просто внутри неравномерно нагретого тела от более горячей части к более холодной. Какой же минимальный размер должна иметь частица газа, чтобы можно было говорить о ее температуре? Здесь под словом

частица, как и в газовой динамике, понимается отнюдь не молекула, а небольшой объем. Чтобы можно было говорить о температуре некоторого объема газа, необходимо, чтобы в нем установилось тепловое равновесие. Единственный способ его установления заключается в том, что молекулы обмениваются между собой энергией, пока не достигнут такого состояния, которого дальнейшие столкновения менять уже не будут. Если теперь этот объем изолировать от всех внешних воздействий, то в нем уже никаких дальнейших перераспределений энергии происходить не будет. Состояние теплового равновесия характеризуется определенной температурой.

Чтобы в некоторой частице газа установилась своя температура, молекулы, составляющие данную частицу, должны, как мы видели, сталкиваться. Следовательно, частица газа должна иметь размеры свободного пробега. При меньших размерах столкновения не осуществляются.

Рассмотрим теперь два соседние участка газа с различными температурами. Согласно только что сказанному, они должны быть разделены расстоянием порядка одного пробега. В более горячем объеме молекулы обладают большей кинетической энергией, чем в более холодном. Соседние объемы, разумеется, обмениваются молекулами. В результате этого обмена часть энергии перейдет в объем с меньшей температурой. Это и есть процесс переноса тепла, или теплопроводность.

Простой подсчет, которого мы приводить не будем, показывает, что энергия, переносимая таким образом за единицу времени через единицу поверхности, пропорциональна падению температуры на единице длины. Коэффициент пропорциональности называется просто теплопроводностью. Чем больше длина свободного пробега, тем дальше переносится молекулами энергия, тем больше теплопроводность.

Вернемся теперь к вопросу о строении ударного разрыва. Далеко от разрыва, по обе стороны от него, течение газа вполне можно считать гладким. Там имеет смысл говорить об определенной, постоянной температуре и давлении газа. Когда мы подводили баланс энергии и количества движения по обе стороны от разрыва, это делалось фактически несколько отступая от него, на поверхностях, лежащих в гладком течении. Что происходило между этими поверхностями, то есть в самой области

разрыва, не было существенно, так как законы сохранения справедливы всегда.

При этом можно было предположить, что одна часть газа может передать энергию другой, только совершая работу над ней, за счет сил давления. Молекулярный перенос энергии, или теплопроводность, осуществляется в области гладкого течения очень медленно, так что ею там можно попросту пренебречь. Но в ударном разрыве температура меняется так сильно, что теплопроводность становится определяющей для структуры скачка. Через поверхность, проведенную где-то в самой области

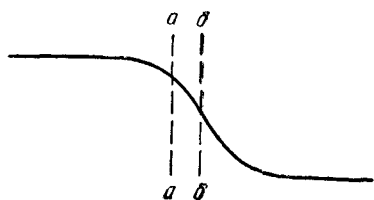


Рис. 11.

ударного перехода, переносится очень много энергии именно молекулярным путем.

Чтобы сделать это рассуждение более наглядным, изобразим примерный ход давления в области ударного перехода (рис. 11). Теперь мы уже

не считаем его бесконечно тонким, а хотим проследить, как начальное состояние $p_0 V_0$ переходит в конечное pV . Процесс необратимого сжатия осуществляется в переходящей области.

Выделим некоторый слой между плоскостями aa и bb там, где осуществляется сам ударный переход. Через любую из таких плоскостей проходит один и тот же поток энергии, потому что если бы через bb из слоя вытекало больше энергии, чем втекает через aa , то энергия накапливалась бы в слое. Между тем мы хотим рассмотреть уже установившуюся ударную волну: мы как бы оседлали ее и движемся вместе с ней.

Но теперь уже нельзя считать, что энергия передается от слоя к слою только за счет работы сжатия: в области крутого падения температуры обязательно существенную роль играет и тепловой поток. Он, как уже говорилось, пропорционален падению температуры на единице длины. Уже отсюда следует, что разрыв должен иметь конечную ширину. Если бы температура падала скачком, она должна была бы меняться на конечную величину на сколь угодно малой длине. В пересчете на конечную длину это отвечало бы бесконечному падению,

то есть и бесконечному потоку тепла. Но так как общий поток энергии конечный и постоянный, его тепловая часть тоже должна быть везде конечной. Поэтому падение температуры обязательно осуществляется на конечной длине.

Существует и молекулярный механизм переноса количества движения в газе. Он заключается в том, что при движении одного объема газа по другому молекулы из движущегося объема залетают в неподвижный и увлекают его с собой. Это свойство газа называется вязкостью. Учет вязкого переноса количества движения газа тоже приводит к размытию ударного фронта.

Строение переходной области удастся рассмотреть количественно только в том случае, когда весь скачок — слабый, то есть когда давление в нем изменяется на малую часть от начального. Тогда вся ширина (или толщина) переходного слоя равна свободному пробегу, деленному на относительное изменение давления. Поэтому она во столько же раз больше пробега, во сколько раз начальное давление больше его изменения в ударной волне.

Но если относительная амплитуда ударной волны порядка единицы, то и вся ширина переходной области не больше одного пробега.

Надо заметить, что если весь переход совершается на одном пробеге, то понятия теплопроводности и вязкости в значительной мере теряют смысл. Дело в том, что тепловой поток пропорционален падению температуры на единице длины только в том случае, когда сама температура мало меняется на длине одного пробега. В сильной ударной волне имеет место как раз обратное: температура подскакивает во много раз на одном пробеге. Поэтому термин «теплопроводность» неточно отражает весьма сложный необратимый процесс, происходящий внутри скачка.

Даже само понятие давления сильно изменяется в узкой переходной области. Обычно в газе имеет силу закон Паскаля, согласно которому давление на любую площадку перпендикулярно ей и не зависит от ее ориентации в пространстве. Этому закону и отвечает термин *давление*. В зоне скачка один объем газа действует на другой более сложным образом. Закон Паскаля нарушается, и есть не только перпендикулярная, но и касательная к площадке составляющая силы.

Бывают случаи, когда ударная волна никак не может вся уложиться на одной длине свободного пробега, какой бы сильной она ни была. Это происходит тогда, когда полное изменение состояния газа не может происходить «с одного удара». Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Атомы в молекулах способны колебаться друг относительно друга без того, чтобы целостность молекулы нарушилась. Например, в двухатомной молекуле атомы сдвигаются и раздвигаются по концам воображаемой прямой, проведенной между ядрами. Как и всякое движение в газе, колебания тем интенсивнее, чем выше температура. Если начальное состояние газа — холодное, а конечное имеет высокую температуру, то интенсивность колебаний должна очень сильно увеличиваться в скачке.

Оказывается, однако, что колебания возбуждаются далеко не при всяком столкновении между молекулами: их переносное движение не так легко переходит в колебательное. Нередко для того, чтобы колебания набрали полную силу, нужно до 10 000 столкновений. Поэтому ясно, что на расстоянии одного пробега колебания никак не успеют возбудиться. На этом пробеге вся энергия волны будет затрачена на то, чтобы увеличить только энергию переносного и вращательного движения молекул.

Что же произойдет дальше? Этот вопрос рассмотрел чисто графическим методом наш известный физик Я. Б. Зельдович.

Можно построить одну адиабату Гюгонио, предполагая, что колебаний молекул не существует вовсе, и другую адиабату Гюгонио с учетом колебательного движения. Они различаются тем, что теплоемкость газа, молекулы которого способны колебаться, выше, чем у газа,

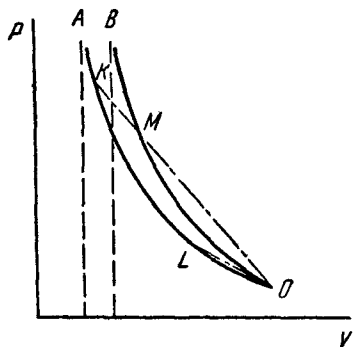


Рис. 12.

где колебаний нет. Колебания являются как бы дополнительным тепловым резервуаром, отсасывающим внутреннюю энергию на себя, поэтому нужно больше тепла, чтобы нагреть газ на один градус, если тепло тратится и на возбуждение колебаний.

На рис. 12 построены две адиабаты Гюгонио. Они проведены из одного и того же начального состояния O . OB отвечает предположению, - что колебаний нет, OA — что они есть.

Покажем прежде всего, что OB лежит выше OA . На кривой OB на долю чисто переносного движения приходится больше энергии, чем на OA . Следовательно, при той же степени сжатия точкам на OB соответствует большая плотность кинетической энергии газа, а следовательно, и большее давление. Ведь из уравнения Клапейрона известно, что давление пропорционально абсолютной температуре газа, которая в свою очередь определяет его внутреннюю энергию. А без учета колебаний температура выше, так как теплоемкость меньше. Поэтому вместе с температурой и давление без учета колебаний выше, что и отражено на рис. 12 во взаимном расположении адиабат.

В конце § 3 было указано, что ударный переход происходит по хорде, соединяющей начальное и конечное состояния на адиабате Гюгонио. Если волна не очень сильная, то хорда OL , проведенная из начального состояния, совсем не пересекает адиабату OB . Начальное

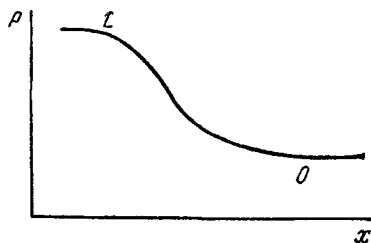


Рис. 13а.

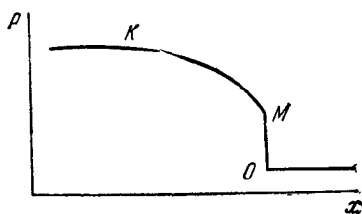


Рис. 13б.

состояние в результате ударного сжатия постепенно переходит в такое конечное, когда колебания молекул возбуждены соответственно принадлежащей им доле в общей энергии газа. Скачок размазывается на столько пробегов, сколько нужно для передачи энергии колебаниям.

Если волна сильная, то хорда OK пересечет и адиабату OB . Тогда та часть перехода, которая отвечает отрезку хорды OM , будет происходить на одной длине пробега,

то есть не будет отличаться от обычной ударной волны. Но в этой волне колебания молекул еще не возбуждятся, вся энергия передастся переносному и вращательному движению. Дальнейший ее переход в колебания осуществится на отрезке хорды *МК*, но это уже произойдет плавно на таком числе пробегов, какое нужно для установления равновесия между всеми видами движения молекул. При этом температура газа будет понижаться. На рис. 13а,б изображены профили давления для обоих рассмотренных случаев.

ГЛАВА ВТОРАЯ ДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

§ 7. Сверхзвуковое движение

Мы живем в век растущих скоростей передвижения. Рискованно даже сказать «больших» скоростей, потому что лет через десять нынешние большие скорости могут показаться сравнительно малыми.

Быстрейший способ передвижения, как известно, реактивный, а для космических полетов и единственно возможный.

Применительно к ракете существуют два круга задач газовой динамики. Это, во-первых, динамика истечения толкающих ракету газов из ее сопла, и, во-вторых, обтекание самой ракеты воздухом, пока она еще не покинула атмосферу Земли.

Чтобы сообщить ракете большую скорость, надо заставить газы вытекать очень быстро. Эти газы образуются в камере сгорания. Поначалу они еще неподвижны относительно ракеты, но имеют большое давление, которое гонит их через сопло. Как же устроить сопло так, чтобы сообщить газам наибольшую скорость, или, точнее, получить наибольшее тяговое усилие за счет отдачи вытекающих газов?

Рассмотрим поэтому истечение газов из сопла. Всем, наверное, известно, что реки текут быстрее всего там, где они всего уже. Значит, если сделать сопло сужающимся, газы начнут ускоряться в нем.

Мы нарочно употребили слово «начнут», потому что в сужающемся сопле невозможно достичь сверхзвуковой скорости течения. Газ может ускоряться только до тех пор, пока его подпирает давление сзади. При заданном

давлении в камере сгорания можно понижать давление на выходе. При этом будет достигнуто некоторое значение выходного давления, при котором скорость звука сравняется со скоростью газа. Тогда никакой «сигнал» разгрузки не сможет распространиться против течения по соплу: он будет снесен течением. Иначе говоря, газ в сопле ничего не будет «знать» об условиях на выходе. Очевидно, что при дальнейшем понижении давления газ и подавно не «узнает» о том, какое давление в выходном сечении сопла, так что больше, чем до звуковой скорости в выходном сечении, он ускориться не сможет.

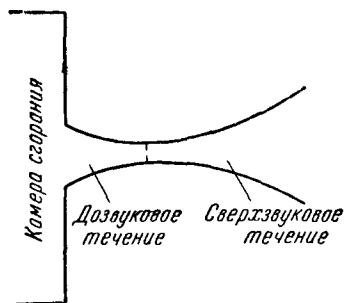


Рис. 14.

Как же все-таки получить сверхзвуковое течение? Оказывается, что для этого надо опять увеличить сечение сопла (рис. 14). Такое сопло впервые построил изобретатель паровой турбины Лаваль. В отличие от дозвукового течения, сверхзвуковое течение ускоряется по мере того, как просвет сопла

растет. Если добиться того, что в самом узком месте, горловине, сопла течение станет звуковым, то из раструба будет вытекать сверхзвуковой поток газа.

Можно проследить, как будет при этом меняться давление в сопле. В горловине оно окажется как раз таким, каким должно было быть во внешнем пространстве, чтобы получилось звуковое истечение из сужающегося сопла. На выходе из раструба оно окажется еще ниже.

Если оно как раз равно внешнему давлению, то получается так называемое идеальное сопло, в котором газ, адиабатически расширяясь, переходит из начального состояния в конечное без ударных скачков. Если же давление на выходе иное, гладкий переход оказывается невозможным. Но так как газ как-то должен вытекать из камеры сгорания в атмосферу, внутри течения возникают ударные разрывы. В зависимости от величины внешнего давления эти скачки могут находиться внутри расширяющейся части сопла или уже в выходящем потоке. При этом они не стоят поперек всего потока, а ветвятся,

наподобие пленок в горлышке пивной бутылки (рис. 15а, б, в).

Впрочем, в этом сравнении аналогия чисто зрительная. Жидкие пленки ветвятся совершенно произвольным образом, тогда как в случае ударных волн ветвление и пересечение поверхностей происходит с необходимостью. Далее, в § 9, будет показано, что ударная волна может отражаться от твердой поверхности (в данном случае стенки сопла) не под произвольным углом, а только под углом, меньшим некоторого. При большем угле падения возникает более сложная конфигурация с ветвлением, называемая маховской. Это наблюдается и при истечении из сопла.

Наибольшая реактивная сила развивается при истечении из идеального сопла, без ударных скачков.

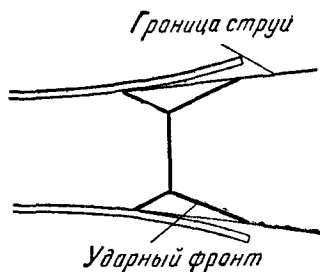


Рис. 15а.

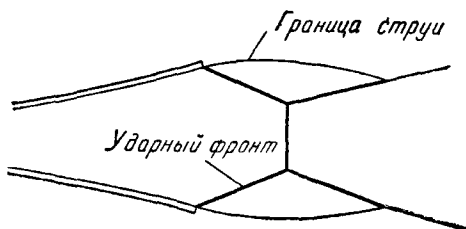


Рис. 15б.

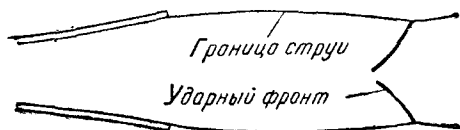


Рис. 15в.

В отличие от ударных волн, бегущих по трубе, которые мы рассматривали в предыдущей главе, здесь получаются ударные волны, которые стоят относительно сопла. Они возникают благодаря тому, что газ течет по трубе

переменного сечения с переменной скоростью. В гладком течении давление и скорость связаны однозначно, если же принудительно задано несоответствие между тем и другим, то газ приспосабливается к этим условиям путем ударных переходов. Разумеется, это могут быть только ударные волны, которые сжимают втекающий в их фронт газ; скачки разрежения, как мы видели, невозможны.

Здесь снова видна необходимость ударных переходов в газовой динамике.

Так выглядит сверхзвуковое течение в сопле. Как же обтекает ракету наружный воздух, пока она еще не покинула атмосферу?

Прежде всего оказывается, что разница между дозвуковым и сверхзвуковым полетом очень велика. При до-

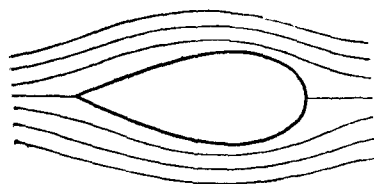


Рис. 16

звуковом движении тело посылает вперед волны сжатия, которые по образному выражению одного автора «предупреждают» воздух о приближении тела. В неограниченном пространстве воздух расходится в стороны и плавно обтекает тело. В принципе

сколь угодно далеко впереди тела есть какие-то слабые возмущения. Картину движения удобно воспроизвести, считая, что тело покоится, а воздух на него набегают со скоростью, равной по величине и обратной по направлению. На очень большом расстоянии от тела поток почти плоско-параллельный, а вблизи линии тока искривляются и огибают его (рис. 16). Придавая телу каплеобразную форму, можно добиться того, что при обтекании не возникнет завихрений.

При сверхзвуковом движении воздух не успевает расходиться в стороны — его догоняют бегущие сзади волны сжатия. В результате впереди тела получается ударная волна. Она тем сильнее, чем быстрее движется тело. Еще одна ударная волна отделяется от задней кромки (рис. 17). Эта ударная волна называется хвостовой. Воздух, первоначально сжатый в головной ударной волне, затем расширяется до давления, которое меньше, чем исходное. В хвостовой волне он возвращается к исходному давлению. Профиль давления, показанный отдельно на

рис. 17, сверху напоминает растянутую и вывернутую латинскую букву *N*, почему эта волна называется *N*-волной. Отметим, что оба скачка в *N*-волне суть, конечно, волны сжатия, как и должно быть. Обе эти волны имеют на некотором расстоянии от тела вид конусов, вложенных друг в друга.

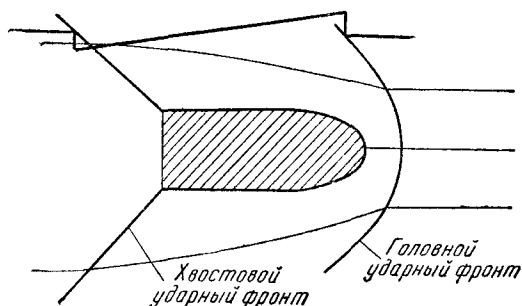


Рис. 17.

Так как в ударной волне воздух уплотняется, в ней испытывает скачок и показатель преломления. Пользуясь этим, волну можно фотографировать, освещая ее надлежащим образом. Подобные снимки впервые получил знаменитый Э. Мах, пользуясь как мгновенным источником света электрической искрой.

В ударной волне воздух нагревается. Та частица воздуха, которую встречает передняя точка тела, нагревается еще больше, доходя до тела. Это легко понять, применяя рассуждения к такой картине, в которой тело остановлено, а воздух на него натекает с равной, но противоположной по направлению скоростью. В этой картине частица, движущаяся точно навстречу телу, останавливается, доходя до него. Следовательно, ее кинетическая энергия полностью переходит во внутреннюю. После прохождения через ударный фронт она продолжает нагреваться дальше и доходит, как принято говорить, до температуры торможения. При достаточно высокой температуре тело начинает плавиться и испаряться. Возникающее свечение делает видимым полет метеоров через воздух — эти крошечные частички космического вещества создают свечение, видимое на расстоянии в десятки километров. Их называли образно, но неправильно, падающими звездами.

Свечение метеоров иногда объясняют тем, что они нагреваются от «трения о воздух». На самом деле, разогревание получается не от «трения» (сил вязкости), а в ударной волне, и затем от последующего торможения. Светящаяся ударная волна сопровождает и полет ракеты в атмосфере.

Ю. А. Гагарин даже сумел взглянуть на это свечение воздуха изнутри, через жаропрочное окошечко. Он увидел как бы бушующее пламя. Вероятно, это было еще на большой высоте, где атмосфера достаточно разрежена. Ведь при скорости полета 7 км/сек , равной, очевидно, скорости передней точки ударной волны, температура воздуха в волне достигает $10\,000^\circ$! Если бы воздух излучал, как плотное горячее тело, жара не смог бы вынести не только человеческий глаз, но и весь корабль в целом. Но когда излучает прозрачное тело, оно испускает гораздо меньше энергии.

Достаточно вспомнить, насколько газовая горелка дает меньше света, чем свеча, пламя которой холоднее. В пламени горелки присутствуют только газы, которые прозрачны, а когда горит свеча, светятся накалинные частички угля. Они и дают свет.

Эта светившаяся ударная волна помогла космическому кораблю затормозиться в земной атмосфере и благополучно приземлиться.

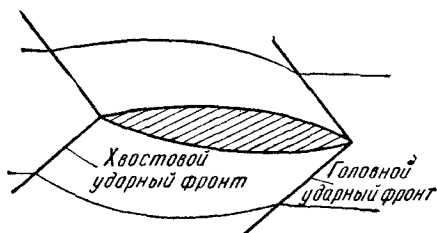


Рис. 18.

Чтобы уменьшить сопротивление воздуха при взлете ракеты, или просто при сверхзвуковом полете самолета, выгодно придать передней части заостренную форму. Тогда на носике образуется коническая ударная волна, которая преломляет параллельные линии тока набегающего воздуха. В хвостовой ударной волне они преломляются снова и опять переходят в параллельный поток (рис. 18).

Обе эти ударные волны заметны на довольно большом расстоянии от тела. Когда пролетают сверхзвуковые самолеты, то еще на расстоянии до 20 км и более слышны громкие хлопки, в настоящее время хорошо известные каждому.

На близком расстоянии ударные волны, сопровождающие сверхзвуковое движение, могут быть и разрушительными.

Такие разрушительные явления в грандиозном масштабе наблюдались при падении тунгусского метеорита (метеоритом называется метеор, достигший Земли). Место падения на Землю героически, но безуспешно искал большой энтузиаст Л. А. Кулик, а за ним и многие другие. В настоящее время можно считать доказанным, что метеорит на самом деле состоял из массы мелких частиц, двигавшихся по весьма пологой траектории. Плотная масса частиц вызвала совокупную ударную волну огромной силы, сравнимую с волной ядерного взрыва в несколько мегатонн.

Детальная картина действия этой волны, а также светового излучения, ею вызванного, еще должна быть восстановлена по упавшим деревьям и по следам ожога на выживших деревьях. Разумеется, сейчас уже очень трудно сделать это—прошло 54 года. Только теперь в земле начали находить характерные оплавившиеся микроскопические шарики силикатов и никелистого железа. Во всяком случае исследование ведется на основе правдоподобной научной гипотезы о природе явления. Наиболее вероятно, что Земля столкнулась с небольшой кометой.

Попытки «доказать», что тунгусский метеорит был космическим кораблем из чужого мира, взорвавшимся у самой земли, целиком относятся к области фантастики, которая без лишней скромности именуется научной.

§ 8. Ударные волны при взрыве

Поражающее действие взрыва обязано ударным волнам. Если волна достаточно велика по размерам, как это бывает при ядерных взрывах, то при избыточном давлении всего 0,35 атмосферы рушатся здания. При нескольких сотых атмосферы вылетают оконные рамы. Не причиняют заметных повреждений только волны со скачком давления в несколько тысячных атмосферы.

Действие ударной волны на человека зависит от условий, в которых он находится относительно волны.

Во введении мы упоминали о летчике, которого поддерживала ударная волна во время падения. Человек, летящий с большой высоты, достигает из-за сопротивления воздуха предельной скорости около 60 м/сек . Следовательно, такой должна была оказаться наименьшая встречная скорость воздуха в ударной волне. Этому соответствует давление менее пол-атмосферы, обычно не смертельное, согласно приведенной только что оценке. Стоящего на земле человека, возможно, убивает не сама волна, а причиняемый ею бросок. Скорость воздуха в волне с амплитудой давления в одну атмосферу равна 170 м/сек . Ясно, что если она сообщит человеку скорость порядка нескольких десятков м/сек , при ударе о землю он вряд ли выживет.

Для целей защиты от ударных волн очень важно уметь рассчитывать их силу заранее.

Мы начнем с очень сильных волн, возникающих на близких расстояниях от ядерных взрывов. Защититься от них можно, только уйдя очень глубоко под землю. Но их свойства очень важны для дальнейшего развития взрыва и потому интересны сами по себе, безотносительно к защите. Они накаляют воздух, давая начало обжигающему тепловому излучению. Дальше мы увидим, что ударная волна сказывается на распространении гамма-лучей и нейтронов, увеличивая их поражающее действие. Наконец, из сильных волн рождаются сравнительно слабые, которые уходят на большие расстояния. По разрушительному действию они при этом отнюдь не являются слабыми, как мы только что видели. Зато и защита от этих «слабых» волн не безнадежна.

Условимся называть волну сильной, когда давление и плотность энергии в ней гораздо больше, чем были в невозмущенном воздухе. Такова, например, волна с давлением сто атмосфер в воздухе.

Если бы мы аналогичным образом определили сильную волну в воде, то ста атмосфер было бы совершенно недостаточно. Это была бы, наоборот, слабая волна, потому что при ста атмосферах в ударной волне вода очень мало сжимается и совсем ничтожно нагревается. По настоящему сильная ударная волна в воде должна иметь давление в несколько сот тысяч атмосфер. В железе она еще силь-

нее. Волна с давлением сто атмосфер сжимает воздух почти в восемь раз и распространяется со скоростью более 3 км/сек.

Температура в ней достигает 3500°. При такой температуре заметная часть молекул кислорода распадается на атомы. В остальных молекулах кислорода, а также в молекулах азота, которые распадаются труднее, уже происходит интенсивное колебательное движение атомов. При комнатной температуре молекулы, входящие в состав воздуха, не колеблются вообще. Они совершают только поступательное и вращательное движение. Этому соответствовало бы, как уже говорилось, шестикратное предельное сжатие. Когда молекулы совершают и колебания, предельное сжатие восьмикратно. Таким образом, волну с давлением 100 атмосфер в воздухе несомненно можно считать сильной.

Изучая такую волну, законно вообще пренебречь начальной энергией и давлением воздуха. Это приближение кладется в основу теории сильного взрыва.

Сильный, а попросту говоря, ядерный взрыв развивается из малого объема бомбы. Но на самых первых стадиях он захватывает воздух не с помощью ударной волны. Очень горячее электромагнитное излучение, выходящее из бомбы, имеет температуру около миллиона градусов. Оно разогревает воздух быстрее, чем в нем успеет возникнуть какое-либо движение. Поэтому повышается температура воздуха, а его плотность остается сперва такой же, как была до взрыва: не смещаясь, воздух очевидно не может и сжаться. Но чем выше температура при неизменной плотности, тем выше и давление.

Вблизи бомбы образуется, таким образом, небольшая относительно по объему, но сильная волна сжатия, из которой и развивается в дальнейшем ударная волна.

Однако весьма существенно, что размерами этой волны сжатия можно в дальнейшем пренебрегать по сравнению с радиусом развившейся ударной волны, далеко убежавшей от точки взрыва, но все еще сильной. Не при ядерном взрыве такую ударную волну «из точки» может дать в малом масштабе сильная электрическая искра. Обычные взрывчатые вещества не образуют ударных волн такого типа.

После того, как ударная волна ядерного взрыва убежала достаточно далеко, но еще осталась сильной, все

ее свойства целиком определяются начальной выделившейся энергией и начальной плотностью воздуха, а также предельным сжатием в ударной волне. Последнее есть величина отвлеченная, т. е. просто число, характеризующее волну. Выясним значение первых двух именованных, т. е. обладающих размерностью величин. С их помощью можно определить закон распространения волны, т. е. зависимость радиуса от времени.

Для этого надо сначала вспомнить единицы измерения энергии и плотности. Энергия измеряется в эргах, размерность которого есть:

$$1 \text{ эрг} = \frac{1 \text{ грамм} \times 1 (\text{сантиметр})^2}{1 (\text{секунда})^2}.$$

Размерность плотности, т. е. массы единицы объема, такая:

$$\frac{1 \text{ грамм}}{1 (\text{сантиметр})^3}.$$

Образуем теперь частное от деления энергии на плотность: мы хотим выразить длину, или радиус, через время, и размерность грамма нам для этого ни к чему. Искомое частное измеряется, очевидно, в таких единицах:

$$\frac{1 \text{ грамм} \times 1 (\text{сантиметр})^2}{1 (\text{секунда})^2} \times \frac{1 (\text{сантиметр})^3}{1 \text{ грамм}} = \frac{1 (\text{сантиметр})^5}{1 (\text{секунда})^2}.$$

Умножим получившуюся величину на квадрат времени, протекшего от момента взрыва, так что получится выражение, измеряемое пятой степенью длины. Никаким другим образом из энергии, плотности и времени невозможно образовать иное выражение с такой же размерностью. Это видно из предыдущего рассуждения.

Что же в нашей задаче еще имеет размерность длины? Только радиус ударной волны. Следовательно, пятая степень радиуса должна быть пропорциональна энергии взрыва, деленной на плотность воздуха и умноженной на квадрат времени, протекшего от момента выделения энергии (начальной фазой, пока ударная волна еще не образовалась, мы, как уже указывалось, пренебрегли). Основной принцип составления физических равенств состоит в том, что обе стороны равенства должны иметь одинаковую размерность. Именованные величины не могут равняться друг другу, если они измеряются не в одинако-

вых единицах. Но применительно к сильной ударной волне существуют только две упомянутые выше величины, измеряемые пятой степенью длины. Следовательно, они и обязаны быть пропорциональными между собой, причем коэффициент может уже зависеть только от свойств газа — в данном случае от предельного сжатия.

Итак, отвлекаясь от постоянных для каждого данного взрыва величин — энергии и плотности воздуха, мы получили, что пятая степень радиуса волны пропорциональна квадрату времени ее распространения. Это верно до тех пор, пока волну можно считать сильной.

Изложенный здесь вывод этого закона основан на анализе размерностей. Читатель легко убедится в том, что большинство физических законов может быть выведено этим способом, если отвлечься от численных коэффициентов.

Из полученного соотношения следует, что все сильные взрывы подобны между собой. Сравним, например, два взрыва, различающиеся по энергии в 10 000 раз, например, с эквивалентными выделениями энергии по тротилу 5 тысяч и 50 миллионов тонн. Тогда ударные волны будут иметь одинаковые радиусы в разные моменты времени: для большей энергии все времена, отвечающие тем же радиусам, будут в 100 раз меньше. Действительно, при этом условии произведения энергии на квадрат времени будут одинаковы, а плотность воздуха одинакова и так. Поэтому радиусы и окажутся одинаковыми.

Закон подобия для сильных взрывов высказал Л. Д. Ландау. На основании подобия Л. И. Седов и независимо, но с меньшей полнотой К. П. Станюкович (внук известного писателя) построили теорию сильной взрывной волны. Они показали, как найти распределения всех газодинамических величин по объему волны, причем Л. И. Седов, остроумно используя закон сохранения энергии, довел решение задачи до чисел и графиков.

В книге Я. И. Перельмана «Занимательная механика» обсуждаются законы подобия применительно к Гулливеру и его соотношению с лилипутами и бробдигнегами. Мы повторим рассуждения Перельмана в несколько ином виде, чтобы показать, когда можно пользоваться подобием и когда нельзя.

Гулливер был в 12 раз выше лилипутов. Поэтому он весил в $12^3=1728$ раз больше. Подымая руку, он совершал в $12^3 \cdot 12=20736$ раз большую работу, чем лилипут.

Если бы энергия потребляемой пищи тратилась только на совершение работы, Гулливеру пришлось бы есть в 20 736 раз больше, чем лилипуту. Но пища кроме работы, нужна и на согревание тела. Тепло передается в окружающее пространство через поверхность тела, которая у Гулливера только в $12^2=144$ раза больше. Следовательно, подобие между Гулливером и лилипутами невозможно: его в 1728 раз больший желудок должен был бы принимать либо в 20736 раз больше пищи, либо только в 144 раза. То и другое физиологически невозможно. Заметим, кстати, что между большими и маленькими животными нет никакого геометрического подобия (в смысле пропорциональности) в строении тела.

Но если вернуться к сильной ударной волне, то здесь нужно подобие только по одному параметру. Поэтому всегда можно получить полное соответствие картин развития двух взрывов, меняя лишь масштабы длины и времени.

Применяя анализ размерностей, надо прежде всего выяснить, какие физические величины должны входить в искомое соотношение. Если между ними можно построить только одно равенство, совместимое с единицами измерения величин, то оно и будет единственно возможным. Из этого равенства будут следовать и соотношения подобия.

Подобие для несильных ударных волн значительно уже, чем для сильных. Здесь надо характеризовать возмущенный воздух не только плотностью, а еще одной величиной, например, скоростью звука в нем. Тогда две взрывные волны в воздухе могут обладать подобием только при равной скорости фронта, или равном давлении на фронте. Сильные волны всегда подобны друг другу и самим себе. Когда радиус волны увеличивается вдвое, или втрое, распределение всех газодинамических величин внутри волны остается тем же самым, если принять соответствующие величины на фронте за единицы измерения. Поэтому сильные сферические взрывные волны называются самоподобными, или, как предпочитают выражаться ученые, автомодельными, что значит буквально то же самое.

Распределение величин давления и плотности в автомодельной волне можно построить, так сказать, раз навсегда. По абсциссе надо откладывать отношение расстояния данной точки от центра к полному радиусу волны, а на ординате — отношение данной величины к ее значению

на фронте. Тогда и абсцисса, и ордината будут заключены между нулем и единицей, а форма кривых вообще останется неизменной.

Эти распределения изображены на рис. 19а, б. Форма зависит только от величины предельного сжатия.

Замечательно, что давление в центре не обращается в нуль, а составляет конечную часть от давления на фронте. Плотность, наоборот, равна нулю почти по всему объему волны. Только вблизи фронта сосредоточена в виде

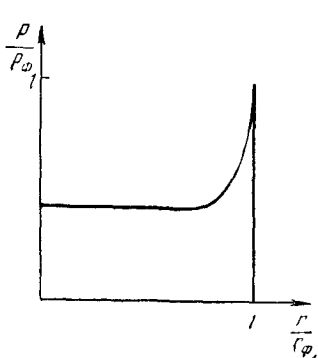


Рис. 19а.

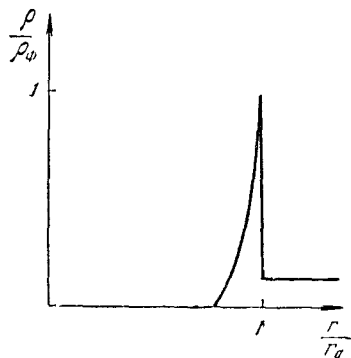


Рис. 19б.

тонкой оболочки вся масса, первоначально равномерно распределенная по объему. Волна увлекает ее в движение и тянет за собой.

Отношение давления к плотности пропорционально абсолютной температуре. Поэтому в центре волны температура чрезвычайно высока (формально — бесконечна), а к краям, то есть к фронту, меньше.

Прежде чем рассматривать вопрос о свечении ударной волны и остающегося за ней накаливаемого воздуха, упомянем об одном существенном эффекте, связанном с пониженной плотностью воздуха внутри волны. При ядерном взрыве очень сильное поражающее действие оказывает проникающее излучение, — гамма-лучи и нейтроны. Оказывается, что разреженный воздух, окружающий место взрыва, существенно облегчает их прохождение. На это обратил внимание О. И. Лейпунский*).

*) О. И. Лейпунский, Гамма-излучение атомного взрыва, Атомиздат, 1959; см также: П. А. Ямпольский, Нейтроны атомного взрыва, Атомиздат, 1961.

Прозрачность воздуха по отношению к гамма-лучам и нейтронам практически не зависит от его температуры: определяющей является только плотность. По отношению к видимому излучению температура оказывает более существенное влияние, чем плотность. Это объясняется следующим образом. Движение электрона в атоме характеризуется некоторыми определенными частотами, которые близки к частотам оптического, видимого излучения, или близкого ультрафиолетового излучения. Когда такое излучение падает на атом, наступает нечто вроде резонанса: электрон как бы раскачивается и вырывается излучением. При комнатной температуре электронов с такими низкими частотами «раскачки» в атоме нет. Они появляются только около $10\ 000^\circ$. Поэтому при комнатной температуре воздух прозрачен для видимого излучения: к этому обстоятельству и приспособились в процессе эволюции наши глаза, которые могут видеть отдаленные предметы. Вся толща земной атмосферы ослабляет видимый свет солнца меньше чем вдвое (при чистом небе).

При очень высоких температурах, около $10\ 000^\circ$, связь электронов с атомами ослабляется. Часть их совсем отрывается, часть, как принято говорить, «возбуждается». Такие электроны могут быть легко вырваны из атомов видимым излучением. В результате оказывается, что раскаленный газ становится непрозрачным: он сильно поглощает излучение, идущее на отрыв электронов от атомов.

Но мы уже говорили, что непрозрачное вещество в свою очередь сильно излучает. Поэтому накаленный ударной волной воздух светится, как раскаленное твердое тело. С единицы поверхности при одинаковой температуре они излучают за единицу времени равную энергию. Ударная волна ядерного взрыва так и называется огненным шаром.

Какую же температуру может иметь огненный шар? Оказывается, что при очень ярком свечении он перестает быть видимым! Излучение, идущее с фронта ударной волны, прогревает воздух впереди нее так сильно, что он в свою очередь становится непрозрачным и заслоняет более горячее излучение, идущее изнутри. Для этого сама волна должна нагревать воздух примерно до $70\ 000^\circ$. На необходимость такого самоэкранирования указал Ю. П. Райзер.

Но сама ударная волна, как бы горяча она ни была, не перестает быть скачком и распространяется именно ударным механизмом, а не за счет теплопроводности. Это доказал Я. Б. Зельдович, анализируя вклад лучистого переноса энергии в общий баланс энергии ударной волны.

Фактически воздух в ударной волне непрозрачен и при температурах гораздо ниже $10\,000^\circ$. Объясняется это тем, что при высоких температурах легко образуется окись азота. Ее электроны раскачиваются гораздо легче, чем у азота и кислорода, не соединенных друг с другом.

Наблюдается следующее любопытное явление: ударная волна светится примерно до 2500° , потом перестает светиться и убегает дальше, а остающееся за ней огненное тело разгорается вновь и достигает 7000° — 8000° . При этом оно уже не имеет резких границ. Это свечение длится секунду и дольше, тогда как ударная волна светится сотые доли секунды и меньше.

Происхождение минимума свечения объяснил Ю. П. Райзер. Окись азота, образовавшаяся в ударной волне, продолжает окисляться дальше, до двуокиси. Последняя непрозрачна даже при комнатной температуре, и тогда она окрашена в бурый цвет. Многие видели ее над трубами химических заводов («лисьи хвосты»). Поэтому в накалинном состоянии двуокись азота должна светиться и тогда, когда не светится окись, а чистый воздух — и по-прежнему.

Окисление азота до окиси в ударной волне уже не успевает происходить, когда волна имеет температуру около 2200 — 2500° . С понижением температуры эта реакция очень замедляется. Когда окись азота уже образовалась, она очень быстро окисляется до двуокиси — скорость этой реакции зависит от температуры гораздо меньше. Поэтому ударная волна светится до тех пор, пока в ней успевает происходить окисление азота (это длится около $0,01$ сек). При этом горячая непрозрачная двуокись азота заслоняет еще более горячий воздух, находящийся внутри волны.

После того, как азот перестает окисляться, ударная волна больше не светится. Слой образовавшейся двуокиси, расширяясь вместе с находящимся внутри волны воздухом, как бы рассеивается и становится все менее плотным. Сквозь него начинает просвечивать находящийся внутри горячий воздух. Это свечение длится

секунду и дольше. Оно и является, благодаря своей длительности, самым страшным. Около 30% всей энергии взрыва уходит вместе с ним.

Накаленный разреженный воздух легче окружающего воздуха. Он всплывает, расширяется и охлаждается. Образуется известное всем по картинкам грибообразное облако.

Ударная волна, оторвавшись от огненного шара, убегает далеко в стороны, постепенно ослабляясь. Профиль давления и скорости в слабой ударной волне совсем не такой, как в сильной. Давление распределено примерно так, как показано на рис. 20. На участке *ba* оно несколько

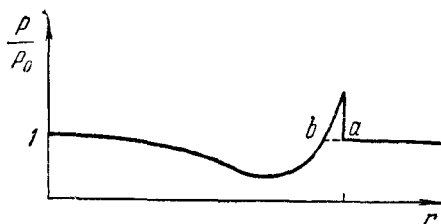


Рис. 20.

повышено, соответственно с величиной скачка на фронте, дальше оно понижается и становится меньше, чем в невозмущенном воздухе, и в самом центре — почти такое же, как было до взрыва. Скорость воздуха в зоне повышенного давления направлена от центра, в зоне пониженного давления — к центру (всасывание).

Любопытным образом влияет убывание плотности воздуха с высотой. При сколь угодно сильном взрыве волна в сильной стадии уходит вниз не более, чем на 16 километров. Вверх она за конечное время убегает чрезвычайно высоко.

Это объясняется очень просто. Скорость ударной волны обратно пропорциональна корню квадратному из плотности. В верхней точке волны плотность воздуха убывает по барометрическому закону, так что скорость верхней точки ударной волны стремится к бесконечности с высотой очень быстро. При бесконечной скорости за конечное время можно пройти и бесконечный путь. Поэтому ударная волна так быстро убегает вверх.

При этом захваченный ею объем воздуха стремится к бесконечности. Давление в сильной волне обратно пропорционально объему, так что оно обращается в нуль, когда волна убежала вверх. Но тогда и нижняя точка волны остается без подпора сзади и очень замедляется в своем распространении. Таким образом, атмосфера является естественной защитой от сильных ударных волн.

§ 9. Отражение ударных волн

Когда ударная волна падает на препятствие, она отражается. Отражение наиболее сильно, если препятствие жесткое и неподатливое. Этот случай мы и рассмотрим. Для начала будем считать, что фронт волны был параллелен плоскости препятствия, а направление распространения, следовательно, было ей перпендикулярно.

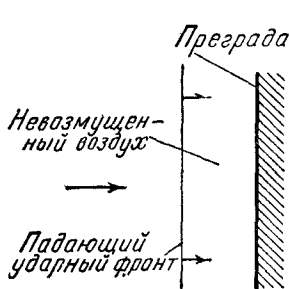


Рис. 21а.

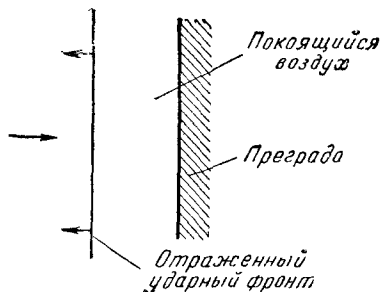


Рис. 21б.

Абсолютно жесткая стенка, конечно, не может существовать в самом деле. Но всякая тяжелая преграда, во всяком случае, обладает инерцией и не ускоряется мгновенно. Поэтому в первый момент воздух перед ней должен остановиться, прежде чем преграда придет в движение. К этому первому моменту, когда преграда еще не сдвинулась будет относиться идеализированное представление, основанное на понятии неподатливого препятствия. На рис. 21а показана ударная волна до падения на преграду. На рис. 21б скорость воздуха, набегающего вместе с волной, показана стрелкой слева. Эта скорость претерпевает скачок на фронте отраженной ударной волны, образующейся перед препятствием, и за волной равняется нулю.

Перед тем, как волна упала на препятствие, воздух в ее фронте скачком переходит из состояния покоя в состояние движения. Во фронте отраженной волны воздух снова останавливается. При этом он оба раза сжимается.

Мы уже говорили, что работа сжатия в ударной волне в большой части тратится на необратимое нагревание воздуха. Если от препятствия отражается сильная ударная волна, то в ней должна снова необратимо превратиться во внутреннюю энергию та же кинетическая энергия. Но так как газ перед этим уже был нагрет первой, падающей ударной волной, отраженная волна должна быть в несколько раз сильнее падающей, чтобы поглотить такую же кинетическую энергию. Если бы амплитуда отраженной волны была только вдвое больше, чем у падающей, как это бывает при отражении звука, необратимый переход энергии был бы очень слабым: мы видели в § 5, что ударная волна с относительной амплитудой 2, т. е. такая, где давление повышается в два раза, ближе в этом смысле к слабой, чем к сильной. Оказывается, что в пределе, когда падающая волна очень сильная, давление в отраженной волне подскакивает еще в 8 раз. Если падает ударная волна, в которой избыточное давление равно 1 атмосфере, то на фронте отраженной волны скачок давления составит 1,75 атмосферы. Это усиливает разрушительное действие ударных волн.

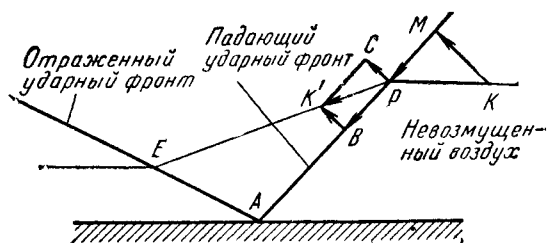


Рис. 22.

Очень интересно происходит отражение ударных волн от препятствий, когда падение происходит не под прямым углом к поверхности. При этом нарушается обычный закон отражения: угол падения не равен углу отражения (рис. 22). Отраженный фронт образует меньший угол с препятствием, чем фронт падающий.

Чтобы лучше понять рис. 22, где изображено косое отражение, удобно представить себе, что мы движемся вместе с точкой A , где падающий фронт пересекается с препятствием. Тогда относительно нас воздух впереди волны будет двигаться со скоростью, равной по величине и обратной по направлению скорости точки A относительно земли. «Оседлав» точку A , будем следить за тем, как будут двигаться частицы воздуха, проходя через оба ударных фронта — падающий и отраженный. Относительно нас оба они находятся в покое. Траектории движения частиц воздуха мы называем теперь линиями тока.

Линия тока невозмущенного воздуха, очевидно, параллельна препятствию (которое относительно точки A , разумеется, движется с той же скоростью, что и невозмущенный воздух). Что делается с этой линией, когда она встречает падающий ударный фронт? Разложим скорость набегающего потока по правилу параллелограмма на две составляющие: KM и MP . Аналогично разложим скорость PK' за первым ударным фронтом на составляющие PB и PC . Параллельная фронту составляющая MP не дает никакого переноса вещества, количества движения или энергии через ударный фронт. По законам механики она должна оставаться такой же и за фронтом, так что $MP = PB$. Во фронте претерпевает разрыв только перпендикулярная составляющая скорости. За фронтом она во столько же раз короче, чем перед фронтом, во сколько раз воздух за фронтом плотнее. Произведение скорости на плотность есть, по закону сохранения массы, величина постоянная. Это относится к перпендикулярным составляющим скорости KM и PC , так как только они переносят массу через ударный фронт.

Но если перпендикулярная составляющая скорости укорачивается, то, как это видно из чертежа, результирующий вектор скорости за волной ближе к фронту, чем перед волной, то есть угол $K'PB$ меньше, чем KPM . Это рассуждение применимо и к точке пересечения линии тока с отраженным ударным фронтом E , поскольку здесь газ испытывает повторное сжатие. Но после пересечения с отраженным ударным фронтом линия тока должна стать снова параллельной препятствию, так как пересечься с ним она, разумеется, не может.

Итак, линия тока после преломления во фронте ударной волны оба раза приближается к нему, а в результате

становится параллельной исходному направлению. Отраженный ударный фронт образует меньший угол с препятствием, чем падающий. Это доказывается с помощью точных расчетов, но к сожалению, пока не удалось найти простого и наглядного доказательства «на пальцах» для такого простого факта.

Расчеты приводят, кроме того, к неожиданному результату: при косом падении давление в отраженной волне может возрасти даже несколько больше, чем при падении прямом.

В сколь угодно сильной по давлению ударной волне сжатие не может превзойти известного предела. А это значит, что отношение PC к KM не бывает сколь угодно малым: оно равно обратной величине предельного сжатия. Отсюда прямо следует, что есть наибольший возможный угол поворота скорости в косо ударной волне.

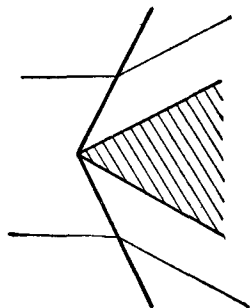


Рис. 23а.

Применим этот результат к обтеканию клинообразного тела, движущегося со сверхзвуковой скоростью (рис. 23а) в направлении биссектрисы клина. На носике тела, как мы видели, обязательно возникнет ударная волна. Если представить себе, что тело покоится, а воздух на него набегаёт (реально это осуществляется в аэродинамической трубе), то линии тока впереди ударной волны параллельны движению тела. Во фронте волны они преломляются и становятся параллельными боковым поверхностям клина. Исходя из этого, можно вычислить положение ударного фронта.

Но если клин очень тупой, как на рис. 23б, то никакой ударный фронт не сможет повернуть линии так круто: как мы видели только что, существует максимально возможный угол поворота течения в ударном фронте. Поэтому ударная волна не может начинаться на носике тела. Ударный фронт образуется на некотором расстоянии впереди тела, как и при обтекании тупоносого,

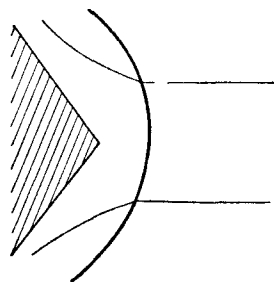


Рис. 23б.

закругленного тела. Кроме того, фронт, естественно, получается искривленным.

Существование предельного угла сказывается и на картине отражения ударной волны от препятствия. Пусть очень сильная волна образует при падении угол, близкий к прямому, с плоскостью препятствия (рис. 24а). Тогда

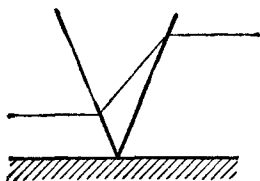


Рис. 24а

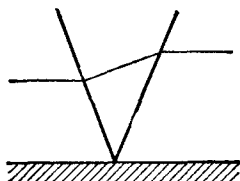


Рис. 24б.

какой-нибудь из двух изломов линии тока, или оба они, окажется больше предельно возможного. Заметим, что если волны слабые, то углы, большие предельных, возможны только в самом пределе, когда фронт образует угол, близкий к 90° , с плоскостью препятствия. Во всех других случаях картина при падении слабой ударной волны передается рис. 24б и не противоречит возможности только что описанной картины отражения, когда оба фронта начинаются на самом препятствии.

Что же получается в достаточно сильной волне, если она по условиям задачи не может повернуть линию тока настолько, чтобы она до пересечения падающего фронта и после пересечения отраженного фронта была параллельна препятствию? Оказывается, что картина отражения здесь существенно изменяется. Она приобретает такой вид, как на рис. 25. Точка пересечения падающего и отраженного фронта оказывается над препятствием. Кроме них существует третий фронт: от этой точки до препятствия, и линия, вдоль которой претерпевает разрыв касательная к ней составляющая скорости (пунктир на рис. 25). Этот вид отражения называется нерегулярным или маховским, так как его открыл и описал Э. Мах.

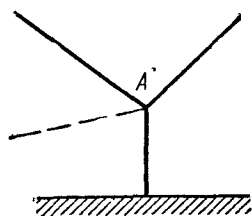


Рис. 25.

На рис. 26а,б показано, как развивается маховское отражение при падении сферической ударной волны на поверхность земли. В первый момент волна падает перпендикулярно земле, так что отражается, как прямая. В дальнейшем (рис. 26а) угол между фронтом волны и землей все еще соответствует правильному, или регулярному отражению. На том же рисунке показан и отраженный фронт. Когда угол между фронтом падающей волны и поверхностью земли достигает предельного значения,

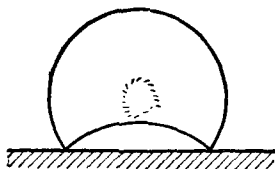


Рис. 26а.

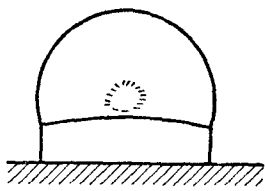


Рис. 26б.

допускающего регулярное отражение, начинает образовываться третий ударный фронт. Получается так, как если бы отраженный фронт стремился перегнать падающий. Этого он, разумеется, сделать не может, а только взбегает вверх по нему. На рис. 26б показано, что при этом получается. Отраженный фронт весь целиком находится над землей и нигде не соприкасается с ней. Тот отрезок падающей волны, по которому взбегала точка пересечения с отраженной волной, на рисунке выглядит как «ножка» маховской волны. Она становится все выше по мере распространения волны, так что на больших расстояниях от места взрыва бежит именно эта «ножка». Она-то и производит разрушительное действие на сравнительно удаленные наземные объекты, такие, как стены зданий.

§ 10. Ударные волны в лабораториях и в космосе

Действие ударных волн на различные объекты иногда удобно изучать не в природных условиях, то есть не при взрыве в открытом пространстве, а в лаборатории. То же относится к самому процессу ударного сжатия, в особенности, если сжимается не воздух, а какой-нибудь другой газ.

При взрыве в открытом пространстве волна разбегается во все стороны и от этого быстро ослабевает. Легко видеть,

например, что ударная волна точечного взрыва ослабевает обратно пропорционально кубу расстояния. Покажем это с помощью анализа размерностей. Размерность давления есть, как известно,

$$\frac{\text{сила}}{\text{площадь}} = \frac{\text{сила}}{\text{длина}^2},$$

а размерность энергии:

$$\text{сила} \times \text{длина}.$$

Если составить отношение энергии взрыва к давлению, то сила сокращается и остается только:

$$\frac{\text{энергия}}{\text{давление}} = \text{площадь} \times \text{длина} = \text{длина}^3.$$

Исключая отсюда давление, получим:

$$\text{давление} = \frac{\text{энергия}}{\text{длина}^3}.$$

Но, как мы уже видели, сильная ударная волна точечного взрыва характеризуется только одной величиной с размерностью длины — ее радиусом, поэтому вместо куба длины вообще в последнюю формулу можно подставить только куб радиуса. Разумеется, если понимать под давлением именно давление во фронте ударной волны, то в соотношение надо подставить численный коэффициент, зависящий от величины предельного сжатия. Но этот коэффициент близок к единице.

Чтобы избежать ослабления волны, надо не дать ей разбежаться в стороны, а зажать ее в цилиндрической трубе. Мы с самого начала рассматривали именно такие ударные волны, чтобы избежать ненужных усложнений.

Фактически, конечно, трудно вдвигать поршень в трубу с такой скоростью, чтобы получить ударную волну заметной силы. Можно взорвать в трубе небольшой заряд, но еще удобнее отгородить сильно сжатую часть газа от остальной, несжатой части. Тогда при разрыве перегородки на миг возникнет граница между сжатым и несжатым газом.

Но не следует думать, что эта граница так и будет распространяться, как ударная волна. Мы знаем, что в ударной волне кроме скачка давления обязательно есть и скачок скорости — иначе не могут быть выполнены законы сохранения. Скачок давления при отсутствии скачка скорости противоречил бы третьему закону Ньютона:

сжатый и несжатый газ действовали бы друг на друга с разными силами, если бы непосредственно после контакта не возникало движение газа.

Это движение распространяется как на первоначально сжатый, так и на несжатый газ. По сжатому газу побегит волна разрежения, в несжатом — ударная волна. На рис. 27 показан профиль давления в некоторый момент времени.

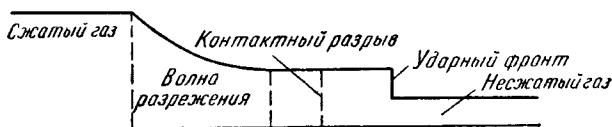


Рис. 27.

Надо обратить внимание на то, что газ «вапоминает», где проходила первоначальная граница сжатия. Давление на ней, конечно, выравнивается (третий закон Ньютона!), скорость — тоже, по закону сохранения массы, а плотность и температура терпят разрыв. Существование этого разрыва не противоречит законам механики. Теплопроводность не успевает заметным образом загладить этот разрыв температуры, так как движение газа очень быстрое. Подобным образом перенос тепла практически не влияет на сжатие в звуковой волне или в волне разрежения.

Устройство, в котором получают ударные волны, называется ударной трубой. Чтобы получить в ней относительно большие перепады давления, несжатый газ берут с очень малым начальным давлением, порядка 10 мм ртутного столба, а сжатый — с давлением в 10 и больше атмосфер. Тогда возникают очень сильные ударные волны. Абсолютная величина давления в них не слишком велика и не разрушает трубу, но очень велико его относительное изменение. Соответственно велика скорость распространения и температура — порядка 10 000°.

Чтобы получить существенно большие скорости и температуры применяют иную методику. Прежде всего, надо привести газ в ионизованное состояние, то есть получить в нем большую концентрацию свободных электронов и заряженных атомов, потерявших по одному и больше электронов. Такие атомы называются положительными ионами — в соответствии со знаком их заряда. Газ можно

ионизовать либо сильной ударной волной, либо пропуская через него электрический ток при большой разности потенциалов.

Ионизованный газ очень хорошо проводит электричество. Для его дальнейшего ускорения, если он уже имел начальную скорость от ударной волны, пользуются явлением электромагнитной индукции. Он помещается в середину витка, по которому пропускают сильный импульс тока. Нарастающее магнитное поле витка индуцирует ток противоположного направления в проводящем газе. По закону Ленца, магнитные поля обоих токов, в витке и в газе, имеют противоположные направления, так что газ выталкивается из витка и бежит по трубе. Так как начальная плотность газа невелика, он разгоняется таким способом до больших скоростей. Удалось достичь 700 км/сек!

Первоначально ускоренный газ, двигаясь по неускоренному, создает в нем волну сжатия, которая потом переходит в ударную волну.

Мы не будем подробно останавливаться на том, какие волны могут распространяться в ионизованном, проводящем газе. Это предмет магнитной газодинамики. Кроме законов механики, определяющих ударные скачки в непроводящем газе, магнитная газодинамика должна учитывать также законы электромагнетизма. Благодаря этому возникают новые типы разрывов.

Получение ударных волн в ионизованном веществе может оказаться очень важным для решения проблемы управляемых термоядерных реакций. Как известно, это основная задача энергетики будущего.

Термо-, то есть теплоядерные реакции называются так потому, что ядра реагируют в них благодаря высокой температуре, или, что то же самое, большой скорости теплового движения. Эти величины находятся в прямой зависимости друг от друга. Интенсивность протекания термоядерной реакции очень быстро увеличивается с температурой. Так, ядра тяжелого водорода, дейтерия, основного, по-видимому, термоядерного топлива, реагируют при температуре два миллиона градусов в 3600 раз быстрее, чем при одном миллионе градусов. А ведь температура повышается в этом примере «всего» в два раза.

Ударные волны дают один из возможных путей сжатия и нагревания дейтерия. О решающих успехах пока

говорить нельзя, но необходимо вести интенсивнейшие поиски во всех направлениях.

О неуправляемых термоядерных реакциях, протекающих в так называемых водородных бомбах, мы еще будем говорить в § 15.

Применения магнитной газодинамики пока мало разработаны. Следует помнить, однако, что большая часть вещества во Вселенной находится в ионизованном, то есть проводящем состоянии: внутренность Земли, раскаленная материя звезд, разреженный межзвездный газ — хорошо проводят электричество. Поэтому их движения относятся к области магнитной, а не обычной газодинамики. Есть основания думать, что только на основе магнитной газодинамики удастся объяснить происхождение планетной системы Солнца, преодолев те трудности, с которыми встречались все прежние теории.

Рассмотрим теперь одно явление, которое можно объяснить распространением ударной волны в проводящем межзвездном газе. Время от времени магнитное поле Земли испытывает сильные возмущения, так называемые магнитные бури. Первопричиной бурь являются взрывы на поверхности Солнца, которые сопровождаются выбросом облака ионизованных частиц. Оно движется через межзвездный газ, имеющий очень малую плотность, от 100 до 1000 частиц в кубическом сантиметре. Эти частицы тоже ионизованы. Такая плотность в десять миллионов миллиардов раз меньше плотности земной атмосферы.

Можно ли говорить об ударных волнах в столь разреженном веществе? Сделаем некоторые оценки. Мы знаем, что наименьшая ширина фронта ударной волны порядка одного свободного пробега молекулы. При нормальной плотности атмосферы пробег составляет около одной соты тысячной доли сантиметра. Он обратно пропорционален плотности. Следовательно, в межзвездном газе он имеет порядок десяти миллионов километров. Это в 25 раз больше, чем расстояние от Земли до Луны, но все-таки в 15 раз меньше, чем расстояние от Земли до Солнца. Следовательно, между Землей и Солнцем может «поместиться» ударная волна. Ее образует облако частиц, выброшенных Солнцем, гоня впереди себя межзвездный (вернее, межпланетный) газ.

За Солнцем ведутся непрерывные наблюдения, они так и называются службой Солнца. От момента, когда

на Солнце регистрируется взрыв и до начала магнитной бури на Земле проходит около суток. Поэтому скорость распространения процесса около 1500 км/сек. В какой же форме возмущение доходит до Земли?

На расстоянии нескольких земных радиусов движение проводящего газа встречает на своем пути земное магнитное поле. Но если проводник движется в магнитном поле, в нем по закону Ленца индуцируется магнитное поле встречного направления. В результате поле как бы вытесняется из движущегося газа и становится сильнее на Земле. Но удивительно то, что оно заметно увеличивается за одну минуту. Ведь если принять, что ширина фронта ударной волны порядка одного пробега, то есть десяти миллионов километров, то волна проходит расстояние от подножия до вершины фронта при скорости 1500 км/сек более, чем за два часа. Но эта оценка относится к обычным, а не к магнитогазодинамическим ударным волнам.

Ширина фронта магнитной ударной волны, уплотняющей впереди себя силовые линии магнитного поля, оценивается иначе. Вдоль по фронту такой волны течет электрический ток, магнитное поле которого усиливает поле впереди фронта и ослабляет позади него (рис. 28). Ширину токового слоя удастся оценить. Она примерно соответствует тому значению, которое совместимо с очень малым временем нарастания магнитного поля в начале магнитной бури.

Действие космических ударных волн, по-видимому, сказывается и на хвостах некоторых комет. Обычно хвосты выбрасываются из комет давлением солнечного света (давление света было предсказано Максвеллом около 1870 г., наблюдено П. Н. Лебедевым в 1900 г.). Однако, из некоторых комет хвосты выбрасываются со скоростью, в десятки раз большей, чем может получиться от светового давления. Весьма возможно, что эти кометы встречают на своем пути идущие от Солнца ударные волны в межзвездном газе.

За орбитой Юпитера движется очень слабая комета Швассмана — Вахмана 1, которая иногда вспыхивает и становится в 100 раз ярче, чем обычно. Благодаря этому

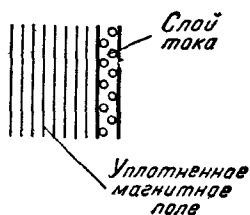


Рис. 28.

она и была открыта. Можно было бы думать, что эти вспышки обязаны действию межпланетных ударных волн. Но тогда надо объяснить, почему их нет у огромного большинства всех остальных комет.

§ 11. Ударные волны в твердых и рыхлых телах

Ударные волны могут сжимать не только газы. В последнее время их удалось применить для сжатия твердых тел. При очень больших давлениях специфические свойства твердого тела, такие, как способность сохранять свою форму, не проявляются, так что основные положения теории ударных волн при достаточно больших давлениях сохраняют силу и для твердых сред. Существенно иной чем у газа оказывается только зависимость внутренней энергии от давления и плотности. Поэтому адиабата Гюгонио для твердых сред похожа на адиабату Гюгонио для газов только в общих чертах.

Наибольшее давление, которое может создать взрыв какого-нибудь вещества, типа тротила, в непосредственном контакте с твердым телом порядка трехсот тысяч атмосфер. Если нужно получить большие давления, телу придает сферическую форму и пускают ударную волну одновременно со всех сторон, взрывая, например, находящийся вокруг тела заряд тротила.

В теле возникает сходящаяся к центру ударная волна. Если бы вся она сошлась в один момент времени точно к центру, то теоретически давление должно было бы возрасти до бесконечности. Иначе говоря, вблизи центра волна очень сильная. Если бы, например, она шла по газу, то сжимала бы его до предельно достижимой при ударном сжатии плотности.

Задачу о схождении ударной волны к центру в газе решили Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович, а также Гудерлей.

Очень интересно, что получается в следующий момент после того, как волна сошлась к центру и, так сказать, отразилась сама от себя. При том законе предельного сжатия, который имеет место в воздухе (в 6 раз), давление при отражении волны в центре возрастает еще в 26 раз по сравнению с тем, которое было непосредственно перед отражением. Напомним, что при плоском отражении сильной ударной волны, которое эквивалентно столкно-

вению «в лоб» двух ударных волн равной силы, давление возрастает в восемь раз.

Поэтому сходящаяся ударная волна позволяет получать рекордные сжатия вещества. Тогда как статические давления путем невероятных усилий экспериментаторов не могут быть доведены больше, чем до нескольких сот тысяч атмосфер, в сходящихся ударных волнах можно получить давления в несколько миллионов атмосфер!

Но, разумеется, ударное сжатие не может полностью заменить статическое для нужд научного исследования: ведь оно сильно разогревает вещество, так что меняются два параметра, характеризующие состояние — давление и температура. При статическом сжатии меняется только давление, если оно производится достаточно медленно.

К сожалению, сжатие сходящейся волной нашло себе другое, далеко не научное применение*).

Мы говорим о подрыве атомных бомб. Как известно, ядра легкого изотопа урана с атомным весом 235 или ядра плутония способны делиться, когда на них падают нейтроны. При этом выделяется энергия, которая в 100—200 и больше раз превосходит энергию упавшего нейтрона. При делении на две большие части из ядра вылетают в виде «мелких брызг» два-три новых нейтрона, опять-таки способных производить деление. В неограниченной среде из делящегося материала пойдет цепная ядерная реакция, нарастающая лавинообразно.

В очень маленьком куске урана 235 или плутония цепная реакция не может развиваться потому, что большинство нейтронов будут вылетать наружу, не производя деления. Очевидно, что существует некоторый определенный размер, начиная с которого цепная реакция пойдет. Этот размер называется критическим.

Но если вызвать реакцию в теле точно критических размеров, то оно разлетится раньше, чем успеет прореагировать заметная часть его массы. Следовательно, надо взрывать только надкритические массы. Однако, такую массу нельзя хранить до взрыва: любой, случайно попавший в нее нейтрон, от космических лучей или от самопроизвольного, не вызванного нейтронами деления (его открыли Г. Н. Флёрв и К. А. Петржак) начнет цепную

*) Р. Лэпп, Атомы и люди, ИЛ, 1959.

реакцию. Надо создать надкритическую массу в самый момент взрыва.

Интересна история открытия цепных лавинообразных реакций. Первоначально они были открыты в 1926 году в химии Н. Н. Семёновым и независимо К. Хиншельвудом. Семёнов и его ученики, Ю. Б. Харитон, В. Н. Кондратьев, А. А. Ковальский и др. обнаружили, что некоторые реакции воспламенения газовых смесей при одном и том же составе идут в сосудах одного размера и не идут — в меньших. Было высказано предположение, что реакцию ведут атомы или молекулы с ненасыщенными валентностями, особенно легко реагирующие. Они были названы активными центрами. На стенках сосуда центры рекомбинируют и дальше не продолжают реакцию. Поэтому существенны размеры сосуда, а также способ обработки стенок. Если активный центр не «погибает» на стенке, он реагирует в объеме и создает в результате реакции несколько активных центров. В сосуде надкритических размеров получается при этом цепная реакция.

В химии сперва открыли цепную реакцию и из нее вывели необходимость существования активных центров. В ядерной физике сначала была открыта элементарная реакция деления ядер нейтронами, а затем предсказана возможность цепного ее развития. Само деление открыли Ган и Штрассман в 1938 году. Отчетливое объяснение механизма деления сразу вслед за ними высказали Фриш и Л. Мейтнер. Они провели аналогию между делением ядра и разрывом жидкой капли, заряженной электричеством. Количественную теорию этого явления предложил Я. И. Френкель, а в более полной форме Н. Бор совместно с Уилером. Подобно тому, как из шейки разрывающейся капли образуется еще одна или несколько мелких капелек, при делении, по предположению Фриша и Мейтнер, из ядра могут вылетать нейтроны. Это подтвердил на опыте Ф. Жолио.

Вскоре после этого началась вторая мировая война, и уже в обстановке секретности велись поиски способа получения больших количеств делящихся материалов и сведения их в надкритические массы. В случае химических реакций надкритическая масса может храниться, если только в ней не возникают самопроизвольно активные центры. Но в ядерно активном веществе убежать от активных центров, то есть нейтронов, нельзя.

Создание надкритической массы немедленно ведет к взрыву.

Выгодно создать как можно большую начальную надкритичность, ведь при очень малой надкритичности вместо взрыва получится хлопок («пшик»). Сильно надкритическая масса просто вследствие своей инерции не успеет разлететься раньше, чем прореагирует значительная ее часть.

Мыслим такой способ создания надкритичности: выстрелить двумя подкритическими кусками урана или плутония друг в друга. Они столкнутся раньше, чем разовьется цепная реакция. Однако большого коэффициента «полезного» действия не получится.

Вместо того, чтобы увеличивать массу делящегося материала, можно увеличивать его плотность. Из уплотненного куска вещества нейтрону труднее вылететь, не произведя деления. В более плотном куске он скорее встретит ядро на своем пути, несмотря на то, что сам путь при сжатии куска укорачивается.

Пусть, например, величина куска уменьшается вдвое. Тогда плотность увеличивается в восемь раз ($2^3=8$). Пробег нейтрона по отношению к делению уменьшается тоже в восемь раз. Поэтому, хотя путь нейтрона и уменьшится вдвое, вероятность для него встретить какое-нибудь ядро на своем пути увеличится для него вчетверо. Следовательно, первоначально подкритическая масса может стать при сжатии надкритической и взорваться ядерным способом. А так как вместе с уплотнением увеличивается инерция по отношению к разлету, использование активного материала оказывается очень большим.

Для максимального уплотнения и применяется сходящаяся ударная волна. Чтобы создать ее, шар из активного вещества окружают слоем обычного взрывчатого вещества, которое подрывают по всей внешней поверхности сразу. Возникает сходящаяся детонационная волна (см. гл. 3). Дойдя до ядра активного шара, она и создает сходящуюся ударную волну. Этот метод подрыва получил в США условное наименование «толстяк», быть может, в связи с круглой формой сжимаемого тела.

Вряд ли возможности научного исследования, открываемые благодаря сходящимся ударным волнам, в какой-либо степени компенсируют смертоносную опасность ядерного оружия. Этот проклятый вопрос в значительной мере пока относится ко всей газовой динамике в целом.

Ударные волны могут получаться и в рыхлых телах, например в песке. Крупинки песка неплотно прилегают одна к другой — между ними всегда есть пустоты. Пока песок не находится под давлением, песчинки удерживаются в равновесии силами трения. Но если приложить давление, частички могут сместиться из своих положений равновесия и расположиться более плотно. Для этого достаточно уже небольшого давления. Наоборот, после того, как они легли тесно, нужно значительное давление для сжатия самого материала песчинок.

Поэтому всякий процесс сжатия рыхлого песка или другого подобного материала можно представить себе как переход от неплотной к плотной укладке зерен. Так же следует тогда понимать и ударное сжатие, происходящее при взрыве заряда, помещенного в песок.

Если взрыв произведен на достаточной глубине, то никакого выброса наружу не произойдет. В этом случае взрыв называется камуфлетным. Газы во взрывной волне находятся под высоким давлением. Действуя на стенки, они раздвигают ее. От этого радиус сжатого слоя песка или другого рыхлого грунта увеличивается. Грунт движется с большой скоростью во всем объеме сжатого слоя.

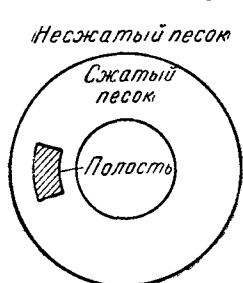


Рис. 29а.

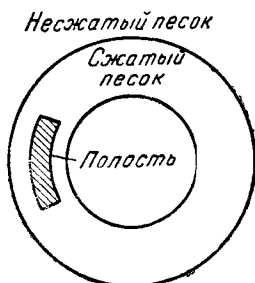


Рис. 29б.

Движущийся песок, упираясь на фронте ударной волны сжатия в еще несжатый рыхлый грунт, уплотняет его в свою очередь. Крутой фронт волны получается благодаря указанному свойству рыхлой среды резко менять свою плотность под нагрузкой.

Сжатый песок продолжает двигаться под напором газов во взрывной камере, объем которой растет. На рис. 29а, б показан штриховкой некоторый объем сжатого песка

в два момента времени. При расширении взрывной камеры («каверны») толщина этого объема в радиальном измерении уменьшается, подобно тому, как стенки резинового пузыря становятся тоньше при раздувании. Но если выпустить воздух из пузыря, он опять сожмется и отдаст назад значительную часть работы, затраченную на раздувание. Сжатый волной песок после разгрузки не возвращается к первоначальной форме: всякая работа против сил трения затрачивается необратимо. Заштрихованный кирпичик так и останется уплощенным, деформированным, а работа его деформации целиком перейдет в тепло.

Уплотнение при сжатии песка на фронте ударной волны тоже необратимо. Баланс энергии показывает, что на ударное сжатие тратится примерно одна треть энергии взрыва, а на деформацию — почти все остальное.

Эта картина взрыва в рыхлом песке была подтверждена в опытах А. Н. Ромашова, в Институте химической физики АН СССР.

Мы уже указывали, что в газе ударные волны могут распространяться только со сверхзвуковой скоростью. В противном случае был бы невозможен крутой фронт сжатия — он размылся бы из-за выбегания звуковых волн вперед. В песке крутой фронт образуется за счет особенности процесса сжатия. Он может поэтому распространяться и с дозвуковой скоростью. Разумеется, такой фронт станет источником звуковой, упругой волны, которая может распространяться и по рыхлому веществу, если она так слаба, что не меняет взаимного расположения зерен. Иначе говоря, силы, вызванные сжатием в упругой волне, должны быть меньше сил трения между песчинками. Соответственно этому, упругая волна, выбегающая с фронта ударной волны в песке, имеет весьма малую амплитуду и уносит небольшую часть энергии взрыва. По оценке Е. Е. Ловецкого уносится не больше одного процента энергии взрыва.

Эта оценка существенна, если нужно определить действие взрыва на большом расстоянии, которое называется сейсмическим. Она может помочь и при регистрации факта произошедшего камуфлетного взрыва.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ДЕТОНАЦИЯ

§ 12. Детонационные волны

Изучая природу, человек в каком-то смысле создает ее заново, приспособляя к потребностям практики и задачам научного исследования. Можно сказать, что цивилизация началась с того, что люди научились искусственно воспроизводить горение, то есть добывать огонь. В эпоху, переходную от феодализма к новой истории, был изобретен и получил широкое распространение порох. В этой главе мы будем говорить еще об одном явлении природы, которое связано с горением и взрывом — о детонации. Пока еще преждевременно приурочивать ее к какому-нибудь этапу развития общества.

Известно, что смесь водорода или метана с кислородом способна быстро сгорать. Обычная скорость распространения пламени в таких смесях — 10—20 метров в секунду.

Чтобы измерить ее, смесь напускают в стеклянную трубку и поджигают с одного конца электрической искрой. Пока искра слабая, горение распространяется в газе с указанной скоростью. Но сильная искра, или взрыв небольшого заряда вызывает совсем другое явление: пламя распространяется по газу со скоростью около 2000 метров в секунду. При этом трубка разлетается вдребезги, взрыв сопровождается сильным звуковым эффектом. Это и называется детонацией.

Обычное пламя передается от одного участка газа к соседнему путем процессов теплопроводности и диффузии. Тепло, выделяющееся в зоне горения, разогревает прилегающий слой газа, пока в нем не начинается реакция — скорость такого рода реакции очень сильно зависит от

температуры. Смесь, которая при комнатной температуре не прореагирует и за миллион лет, при 1000° — 1500° C воспламенится и сгорит за малые доли секунды.

Важную роль при этом играет не только перенос тепла, но и перенос активных центров реакции, то есть атомов и молекул с ненасыщенными валентностями. Мы уже упоминали о них, говоря о цепных реакциях. Такие активные центры начинают и поддерживают реакцию там, где в инертном веществе она не идет.

Уходя из зоны горения, тепло и активные центры поджигают соседние, еще не сгоревшие участки газа, и пламя распространяется. Количественная теория этого процесса принадлежит Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Франк-Каменецкому. Они нашли соотношение между скоростью распространения пламени, теплотой реакции и коэффициентом теплопроводности.

Молекулярные процессы переноса тепла и активных центров сравнительно медленны. Поэтому скорость горения гораздо меньше скорости звука. (Благодаря своей малой теплопроводности воздух применяется для теплоизоляции, например, между рамами окон.) Естественный масштаб скорости в газовой динамике — это скорость звука. Скорость горения, обусловленного процессами переноса, порядка 10 — 20 м/сек, в этом масштабе очень мала.

Скорость детонации, наоборот, в несколько раз больше скорости звука, и в сто с лишним раз превышает скорость горения.

Никакими процессами переноса объяснить детонацию нельзя, хотя такие попытки раньше делались. О них можно прочитать в старой литературе по физической химии.

На самом деле детонация — газодинамическое явление и очень естественно объясняется распространением ударных волн. Действительно, в волне, бегущей со скоростью 2000 м/сек, давление повышается в 40 раз. Абсолютная температура газа возрастает раз в 6—7, и достигает 1800° — 2000° . При такой температуре реакция происходит очень быстро. Выделяющееся тепло реакции возмещает обратимую потерю энергии, происходящую при ударном сжатии газа, еще не вступившего в реакцию.

Этим детонационная волна сама себя поддерживает. При данной теплотворной способности смеси получается строго определенная скорость детонации: она пропорциональна корню квадратному из теплоты реакции,

отнесенной к единице массы смеси, и почти не зависит от начального давления газа. Ударная волна в газе может иметь самую различную скорость, и, разумеется, затухает, если ее не поддерживает внешний источник энергии.

Таким образом, для детонации характерно существование режима, то есть вполне определенной скорости при заданных условиях распространения.

Задача теории детонации состоит в том, чтобы показать, какой именно режим осуществляется в детонационной волне, объяснить, почему скорость детонации связана в первую очередь с теплотой реакции.

Прежде всего, надо выяснить, при каких условиях возможно существование режима, то есть постоянной скорости распространения детонационной волны по всей длине трубки.

Для этого необходимо прежде всего, чтобы расширяющиеся после сгорания продукты детонации не влияли на зону горения. Сгоревший газ может вытекать наружу через открытый конец трубки, или еще быстрее смешиваться с воздухом, сразу разлетаясь в стороны, если трубка разрывается. Но все это никак не влияет на скорость распространения детонационной волны по несгоревшему газу. Следовательно, скорость волны относительно продуктов детонации никак не может быть дозвуковой.

Разъясним это утверждение. Толщина фронта сильной ударной волны порядка одного свободного пробега молекулы газа. На этом пробеге газ сжимается и нагревается. Но и после нагревания химическая реакция происходит далеко не при каждом столкновении молекул. Чтобы молекула прореагировала химически, она должна столкнуться с другими молекулами от десяти до ста тысяч раз. Следовательно, реакция протекает не в самом фронте ударной волны, а в некотором слое позади него. Толщина этого слоя, согласно сказанному, больше свободного пробега в десять—сто тысяч раз и может достигать поэтому миллиметра. Область, где протекает реакция, мы будем называть в дальнейшем зоной реакции.

Для того, чтобы осуществился постоянный режим, условия в зоне реакции не должны изменяться по мере распространения детонационной волны по газу.

Но после зоны реакции газ расширяется, то есть в нем происходит движение по типу волны разрежения. Волна

разрежения, как мы видели в § 2, никогда не может быть стационарной. Она непрерывно растягивается по длине. Следовательно, при распространении детонационной волны зона реакции, которая должна быть стационарна, соприкасается с областью нестационарной волны разрежения.

Это возможно только тогда, когда звуковые возмущения из области нестационарного движения не догоняют зону реакции. В противном случае они принесли бы в зону реакции пониженное давление и температуру и тем замедлили протекание реакции, так что не осуществился бы стационарный режим. Таким образом, фронт детонационной волны должен двигаться относительно продуктов детонации со сверхзвуковой, или в крайнем случае, со звуковой скоростью.

Еще в начале нашего века Чепмен и независимо от него Жуге показали, что выражение скорости детонации через теплоту реакции согласуется с опытом только тогда, когда осуществляется именно этот крайний случай. Если скорость детонации относительно продуктов детонации равна скорости звука в них, то относительно несгоревшего газа она еще больше. По закону сложения скоростей она равна сумме скорости течения продуктов детонации в точке, где закончилась реакция, и скорости звука в них в этот момент, то есть до начала расширения. Это называется условием Чепмена — Жуге.

Но в течение нескольких десятилетий не было доказано, что так и должно быть, исходя из газодинамики и общих условий протекания химических реакций в зоне горения. Так получилось, вероятно, потому, что специалисты по газовой динамике были далеки от проблем физической химии, а химики, изучавшие детонацию, недостаточно знали газовую динамику. Преобладало неправильное объяснение детонации, основанное на явлениях переноса.

Только в 1939 г. Я. Б. Зельдович сумел теоретически обосновать невозможность сверхзвуковых режимов при распространении детонационной волны и тем самым полностью вывел условие Чепмена—Жуге. Мы не сможем подробно проследить за этим доказательством, а наметим только общий путь.

Изобразим на рис. 30 две адиабаты Гюгонио. Сплошная кривая, проходящая через начальное состояние, относится к самому фронту ударной волны, где реакция еще

не началась. Такая адиабата отвечала бы ударной волне, бегущей по тому же газу, что и детонационная, но без дальнейшей химической реакции. Так как реакция начинается после ударного сжатия газа, ясно, что эта адиабата имеет вполне определенный смысл. Пунктирная кривая есть тоже адиабата Гюгонио, она построена по тем же уравнениям, но в предположении, что химическая реакция закончилась и полностью выделила свою энергию. Иными словами, здесь в условии сохранения энергии

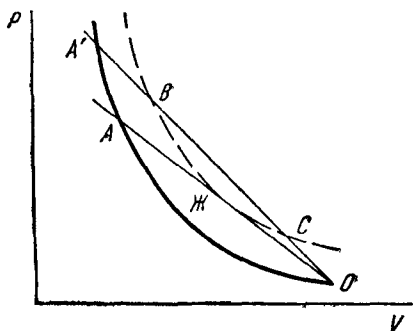


Рис. 30.

включена и внутренняя химическая энергия не сгоревшего вещества, у сгоревшего ее уже нет. У той адибаты, которая отвечает только ударному сжатию, химическая часть внутренней энергии сокращается с обеих сторон равенства.

Пунктирная адиабата не может проходить через начальное состояние, в котором химическая энергия еще не выделена. Она должна лежать выше сплошной кривой. Действительно, когда выделяется теплота химической реакции, газ нагревается, от этого при неизменном объеме его давление становится больше. Поэтому пунктирная кривая и проведена выше.

Мы указывали, что состояние при ударном сжатии меняется вдоль хорды, соединяющей начальное состояние с конечным, причем это следует только из законов сохранения массы и количества движения. Так как эти законы выполняются и в ходе химической реакции, состояние при этом тоже может изменяться только вдоль той же прямой. Отсюда следует, что хорда непременно должна иметь общую точку с пунктирной адиабатой, потому что иначе состояние, изменяясь в ходе химической реакции, не сможет нигде соответствовать полному выделению химической энергии. То состояние, в котором все, что должно сгореть, сгорело, принадлежит пунктирной адиабате по самому ее определению, но лежит и на хорде по законам сохранения массы и импульса.

Всякий ударный переход до начала реакции осуществляется прямо из начального состояния O в точку A' сплошной кривой. После этого начнется химическая реакция. Как уже говорилось, точка, изображающая состояние, будет перемещаться по хорде от A' до B , лежащей на пунктирной кривой, где реакция заканчивается.

Однако, анализ показывает, что если хорда пересекается с адиабатой в точке B , то получается дозвуковой режим, который мы исключили раньше по условию стационарности.

Если бы реакция закончилась в другой точке пересечения хорды с пунктирной адиабатой — C , то путем такого же анализа удалось бы показать, что это отвечало бы сверхзвуковому режиму. При этом зона реакции убегала бы от продуктов реакции со сверхзвуковой скоростью, что условию стационарности не противоречит.

Но между точками B и C состояние проходило бы через точки, отвечающие более чем полному выделению химической энергии. Очевидно, что в них никак невозможно попасть: занять энергию неоткуда. Можно было бы еще предположить скачкообразный переход из B в C , минуя все промежуточные, энергетически немыслимые состояния. Но это была бы ударная волна разрежения, которая исключается вторым началом термодинамики (см. § 3).

Итак, невозможны ни дозвуковой, ни сверхзвуковой режимы распространения детонационной волны. Остается только звуковой режим. Ему отвечает одна определенная хорда OA , касающаяся пунктирной адиабаты в точке $Ж$ (точке Жуге).

В ней скорость детонационной волны относительно продуктов реакции равна скорости звука в них.

В приведенном здесь рассуждении мы молчаливо приняли, что выделение энергии следует за ходом реакции, то есть, что пока вещество реагирует, энергия только выделяется. Мыслим, однако, и другой ход реакции: в ее начальной фазе энергия выделяется, а затем часть ее поглощается и затрачивается на дальнейшее протекание реакции. В этом случае имеется фаза реакции, в которой тепловыделение больше, чем окончательное. Не может ли при этом осуществиться сверхзвуковой режим, для которого как раз и требуется, чтобы в ходе реакции выделялась энергия, большая итоговой? Однако К. И. Щёлкин показал, что и здесь условие Чепмена—Жуге сохраняет

силу. Необходимо только, чтобы сама реакция протекала все время в одном направлении.

Таким образом отбирается единственный режим детонации. По условию Чепмена—Жуге может быть вычислена скорость детонационной волны, которая для газов в согласии с опытом зависит только от теплоты реакции. Заметим, что все это относится только к так называемой свободной волне, ничем не подпираемой сзади.

Есть еще одно допущение, по существу, гораздо более важное. Мы принимали, что плоский фронт детонации так и распространяется по газу, не искривляясь. Опыт показывает, что на самом деле это не всегда так. Мы увидим дальше, что детонационная волна может распространяться не при любой концентрации смеси и не при любом диаметре трубки. Существуют известные пределы ее распространения, концентрационные и по радиусу. Вблизи от пределов фронт детонационной волны никогда не бывает плоским. С чем это связано, будет указано ниже.

§ 13. Пределы детонации

Далеко не всякая горючая смесь газов способна детонировать. Часто бывает, что достаточно немного разбавить ее инертным газом, не вступающим в реакцию, и смесь больше не детонирует. Или одна и та же смесь детонирует в широкой трубке и не детонирует в узкой. В таких случаях говорят, что детонация имеет предел.

Любопытно, что на пределе скорость детонации падает совсем не до нуля, а остается почти такой же большой, как при хорошо развитой детонации. Но детонационная волна не может распространяться уже при этой немного уменьшенной скорости.

Это связано в первую очередь с тем, что скорость химической реакции в детонационной волне очень сильно зависит от температуры. Смеси, быстро реагирующие и при низкой температуре, очевидно, не будут «дожидаться», пока их подожжет детонационная волна.

Почему нагревание настолько увеличивает скорость химических реакций? Чтобы разъяснить это, придется сделать довольно длинное отступление.

Прежде всего, химическая реакция — процесс сильно затрудненный. Молекулы должны войти в очень тесное соприкосновение и при этом стать в определенное положение.

ние друг по отношению к другу (по направлению валентных сил), чтобы прореагировать химически. Но тогда им приходится сначала преодолеть большие силы отталкивания, которые, как мы говорили в § 6, действуют между всеми молекулами на близких расстояниях. Следовательно, чтобы вступить в реакцию, молекулы должны сначала совершить большую работу против сил отталкивания. Разумеется, если реакция потом произойдет, эта работа будет возмещена с избытком, но сначала надо затратить работу на сближение.

Эту работу молекулы могут совершить только за счет кинетической энергии своего теплового движения. Как известно, теплоемкость газов приблизительно постоянна, так что на каждый градус температуры приобретается приблизительно одна и та же энергия. Поэтому кинетическая энергия теплового движения газа пропорциональна абсолютной температуре.

Если поделить эту энергию на число молекул, то получится энергия, которую имеет каждая из них «на круг», то есть в среднем. При комнатной температуре на долю поступательного движения каждой молекулы в среднем приходится $\frac{1}{4}$ поделить на десять в четырнадцатой степени эргов. Эта энергия раз в пятьдесят меньше того, что нужно для преодоления сил отталкивания. Следовательно, молекула со средней энергией никак не может вступить в реакцию.

Фактически, конечно, не у всех молекул энергия равна средней, как не все люди имеют одинаковый рост. Но как нет людей, имеющих рост в пятьдесят раз больше среднего, так при комнатной температуре нет и молекул горючей смеси, способных вступить в реакцию.

Не будем злоупотреблять этим сравнением. При температуре, которая в шесть раз выше комнатной, около 2000° , средняя энергия молекулы уже раз в восемь-девять меньше чем нужно, чтобы вступить в реакцию. Но при этом оказывается, что от одной десятитысячной до одной стотысячной всех молекул уже могут вступить в реакцию, так как обладают достаточной кинетической энергией, чтобы преодолеть силы отталкивания. Но, разумеется, ни один человек из двух миллиардов не имеет рост в шесть раз больше среднего. Молекулы имеют, как говорят, не такое распределение по энергиям, как люди по росту. Это относится и к малым энергиям: одна миллионная всех

молекул имеет энергию в сто раз меньше средней, но людей в 17 миллиметров ростом вообще не бывает.

Если одна стотысячная всех молекул способна вступить в реакцию, то зона реакции растягивается на сто тысяч пробегов. Это длина порядка одного сантиметра. Допустим, что температура в зоне реакции понизилась с 2000° до 1700° . От этого скорость реакции может снизиться, например, втрое: настолько меньшая часть молекул будет иметь достаточно большую энергию, чтобы прореагировать.

Но движущийся газ тормозится о стенки трубы, и, кроме того, отдает энергию в окружающее пространство путем излучения, или просто нагревая трубку. Все это — чистые потери в количестве движения и в энергии. Если втрое растягивается зона реакции, то примерно во столько же раз увеличиваются и потери. Может оказаться, что тепловыделение реакции станет недостаточным для поддержания волны, и детонация прекратится. В то же время понижение температуры с 2000° до 1700° означает снижение скорости волны на 8%. Поэтому детонация имеет узкие пределы по скоростям.

Для того, чтобы снизить температуру на 300° , то есть на 16%, достаточно добавить к смеси такой же процент инертного газа. Тогда теплота реакции будет непроизводительно тратиться на то, чтобы нагревать газ, не выделяющий тепла в свою очередь. Отсюда видно, почему небольшая добавка инертного газа может сделать смесь неспособной детонировать. Эти соображения принадлежат Я. Б. Зельдовичу.

Изучая роль потерь на трение о стенки трубки, К. И. Щёлкин увеличивал шероховатость трубок искусственно. Например, внутренняя стенка трубки покрывалась проволоочной спиралью. Удивительным образом оказалось, что в таких трубках детонируют смеси, лежащие вне концентрационных пределов при гладких стенках.

Однако, Щёлкин сумел объяснить это естественным образом. Ударная волна, попадая на витки спирали, отражается от них. В отраженной волне, как мы знаем, давление и температура увеличиваются в несколько раз. Там, где температура повысилась, резко возрастает скорость химической реакции в смеси. Ее поджигают отраженные участки ударной волны, а затем горение распространяется по всему сечению в газе. Сгорает и та его

часть, которая сжата падающей ударной волной, вдали от стенок.

Детонация идет необычным образом и в гладких трубках вблизи концентрационных пределов. Этот особый вид детонации открыли в 1926 г. Кемпбелл и Вудхен. Мы опишем его в том виде, в каком он известен сейчас, и расскажем об опытах, применявшихся для доказательства принятой ныне картины.

Оказывается, что если плоская ударная волна вблизи пределов неспособна поджигать газ, то она сама изменяет свой профиль таким образом, чтобы сохранить отдельный участок с достаточно высокой температурой.

На рис. 31 приблизительно изображена такая детонационная волна в боковой проекции: D — скорость распространения детонации по трубке, D' — скорость излома. На ней как бы образуется складка, или участок под косым углом к оси трубки. На границах косоугольного участка на самом деле возникают маховские конфигурации, которых мы не показывали на рис. 31, чтобы не загромождать его.

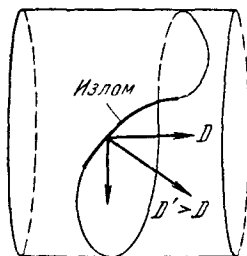


Рис. 31.

Но каждая точка на фронте ударной волны может перемещаться по газу только перпендикулярно к поверхности фронта. Следовательно, есть составляющие скорости не только по оси трубки, но и перпендикулярно ей. В результате складка не только движется вместе с волной, но и скользит вдоль окружности трубки. Газ не совершает вращательного движения при этом: складка идет по поверхности фронта, как волна по воде. (Что вода не движется вместе с волной, заметил еще Леонардо да Винчи.)

Итак, складка движется и поступательно, и вращательно. Складываясь, оба эти движения дают результирующее винтообразное перемещение, скорость которого, очевидно, больше осевой скорости волны. Следовательно, на складке фронт ударной волны бежит относительно негоревшего газа быстрее, чем бежал бы плоский ударный фронт. Температура газа на фронте волны приблизительно пропорциональна квадрату ее скорости. Поэтому складка гораздо легче поджигает газ, чем поджигал бы плоский фронт. Горение потом распространяется по всему

просвету трубки (на нескольких радиусах, отложенных по ее длине). Но так как поджигание происходит при повышенной температуре, вся зона реакции оказывается короче, чем была бы при плоском фронте. От этого уменьшаются потери, и волна становится способной сама себя поддерживать.

Если сделать трубку из прочного материала и покрыть ее внутреннюю поверхность каким-нибудь веществом, на котором остаются следы, например, сажей, то на пути складки действительно остается винтообразная борозда.

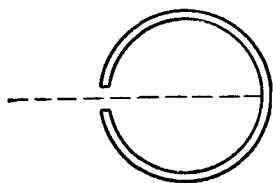


Рис. 32а.

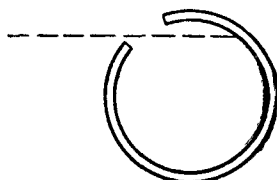


Рис. 32б.

Можно заметить вращение и другим способом. Для этого надо сделать на трубке прозрачное окно из крепкого материала. Если фотографировать трубку так, чтобы луч зрения попадал в окно прямо по диаметру (рис. 32а), то изгиб или складка, которая светится ярче остальной части волны, проходит мимо окна через одинаковые промежутки времени. Он виден и тогда, когда непосредственно касается окна, и тогда, когда находится в диаметрально противоположной точке. Если же фотографировать так, как показано на рис. 32б, то складка будет видна через окно не по диаметру, а по хорде. За один оборот тоже будут видны две вспышки, но разделенные неравными промежутками времени, соответственно короткой и длинной дугам окружности.

Частота вращения доходит до 70 000 об/сек.

Такая детонация называется спиновой, от английского слова, означающего вращение. Со спином электрона она не имеет ничего общего, кроме корня слова.

Спиновая детонация получается только на самом пределе. Беря концентрации смеси, более далекие от предела, можно получить более сложные картины распространения детонационной волны. Их изучали К. И. Щёлкин, Я. К. Трошин и Ю. Н. Денисов. Они обнаружили, что

след волны на поверхности сажи дальше от пределов имеет не спиралеобразную, винтовую форму, а выглядит совсем иначе. Вся поверхность сажи как бы разбивается на ячейки и становится похожей на кожаный диван. Происхождение ячеек названные авторы истолковали так. По поверхности фронта бегут навстречу друг другу два или больше косых участка. Эти участки встречаются, отражаются один от другого и бегут в противоположном направлении, затем отражаются от стенок и встречаются опять. Ячейки на поверхности сажи получаются потому, что их очерчивают встречные косые волны. Разумеется, такие волны имеют бóльшую температуру на фронте, чем прямая ударная волна: ведь их скорость относительно несгоревшего газа соответственно больше. Там, где волны сталкиваются, температура повышается еще сильнее, здесь находятся главные очаги воспламенения газа.

Эта картина уже не строго стационарна, как прямая волна, или винтообразно бегущая спиновая волна. Но это процесс периодический, соответственно частоте столкновений между косыми волнами. Чем детонация ближе к нормальной, то есть чем она дальше от предела, тем частота колебаний больше, тем мельче волны. Они превращаются в рябь, а затем фронт ударной волны становится совершенно гладким.

Это, разумеется, не нарушает справедливости общей теории детонации, изложенной в предыдущем параграфе. Она верна при любом механизме поджигания, если, конечно, смесь поджигает сама детонационная волна, а не, например, последовательность электрических искр вдоль оси трубки. Но картина детонации вблизи пределов оказывается существенно неплоской, так что теория пределов детонации должна быть уточнена в соответствующем направлении.

§ 14. Детонация конденсированных веществ

Детонация твердых и жидких взрывчатых веществ производит гораздо большее разрушительное действие, чем детонация газов. Объясняется это тем, что химическая энергия в жидком и твердом теле собрана в гораздо меньшем объеме. Грубо говоря, на единицу объема в конденсированном взрывчатом веществе собрана в тысячу раз большая энергия, чем в газе.

Детонация конденсированных взрывчатых веществ, или, как их сокращенно называют военные, ВВ, изучена меньше, чем детонация газов.

Для этого есть две причины. Во-первых, механизм протекания химических реакций в твердом теле гораздо сложнее, чем в газе. Здесь невозможно представить взаимодействие между молекулами как совокупность отдельных столкновений. Молекулы твердого или жидкого тела все время находятся в контакте между собой, и здесь реакция идет не за счет особо энергичных молекул. Но, по-видимому, активные центры, то есть атомы или их группы со свободными валентностями, играют существенную роль.

После того, как прошла реакция и ВВ разложилось на составляющие (обычно окись углерода CO , водяной пар H_2O , окислы азота и т. д.), все они сначала упакованы столь же плотно, как до разложения. Следовательно, продукты взрыва первоначально сжаты до плотности твердого тела, но при расширении переходят в газы. О газах в столь плотном состоянии известно очень мало. И в этом состоит вторая причина, по которой детонация конденсированных ВВ изучена слабо.

Механизм протекания реакции, конечно, очень важен и интересен сам по себе. Но в первую очередь нужно, конечно, уметь применять общие соотношения теории детонации, такие, как условие Чепмена — Жуге, к детонации конденсированных ВВ. В это условие входит, как мы видели в § 12, скорость звука в продуктах взрыва, которой равна сама скорость детонации относительно продуктов взрыва. Насколько просто выражается скорость звука в неплотных газах, настолько сложно выразить ее теоретически в газах, сжатых до плотности твердого тела, когда молекулы соприкасаются между собой.

Первые исследователи пытались учесть это обстоятельство, рассматривая молекулы как твердые шарики. Эта модель молекул удобна, когда изучаются отдельные их столкновения друг с другом, но очень плохо отражает действительные свойства плотного вещества.

Правильный подход к вопросу нашли Л. Д. Ландау и уже упоминавшийся К. П. Станюкович. Они обратили внимание на то обстоятельство, что в очень уплотненных газах давление может иметь двоякую природу. Помимо того давления, которое производится тепловым движением молекул и проявляется в газах обычной плотности,

в плотных продуктах взрыва должно существовать и чисто упругое давление. Оно возникает просто от очень тесного сближения молекул и связано с потенциальной энергией их сжатия, а не с кинетической энергией движения. Сильно сжатый газ ведет себя как комок сцепленных пружинок, а газ неплотный — как рой мух, бьющихся о стенку. Давление формально определяется как сила, действующая на единицу поверхности стенки. Ясно, что оно возникает как при сжатии пружинок, так и при беспорядочных ударах, если они происходят достаточно часто. Но, разумеется, природа «теплого» и упругого давления совершенно различна.

Столь же различны по своей природе тепловая и упругая энергия сжатого газа. Первая — кинетическая, вторая — потенциальная. Роль этой потенциальной энергии и отвечающего ей давления правильно оценили Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович.

Построенная ими картина состояния сверхплотного газа, конечно, имеет полукачественный характер. Очень трудно было бы создать точную количественную теорию, которая связывала бы давление, плотность, температуру и энергию продуктов детонации во всем интервале состояний от самой большой до самой малой плотности, и, главное, для всех ВВ. Ведь, кроме всего, продукты взрыва разных ВВ имеют разный состав. Поэтому нельзя указать общую количественную закономерность: упругие силы между различными молекулами не одинаковы. Теория Л. Д. Ландау и К. П. Станюковича, в которой найден общий правильный подход к проблеме, в некотором смысле может считаться окончательной: более точная теория с необходимостью окажется менее общей.

Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович правильно оценили зависимость скорости детонации от начальной плотности ВВ. В противоположность детонации газовой смеси, скорость которой практически не зависит от начальной плотности, скорость детонации конденсированных ВВ приблизительно пропорциональна их начальной плотности, так называемой плотности зарядания. Наибольшая плотность зарядания таких ВВ, как тринитротолуол (тротил), немногим более $1,5 \text{ г/см}^3$, а скорость детонации $7\text{—}8 \text{ км/сек}$.

Теория позволяет рассчитать давление в детонационной волне и скорость движения вещества в ней. Давление

для ВВ типа тротила оказывается порядка 200 000—300 000 атмосфер, а скорость вещества около $3/4$ скорости детонации. Огромные давления в плоской волне могут быть еще усилены в волне сходящейся.

Очень мало известно о химических процессах при детонации конденсированных ВВ. Было высказано предположение, что атомы в молекулах таких ВВ занимают малоустойчивые положения равновесия, вроде равновесия карандаша, поставленного неочиненным концом на горизонтальный стол. При сильном сжатии в детонационной волне атомы выходят из этих положений и потом не возвращаются в них. Вместо этого они перестраиваются в более устойчивые положения, которым отвечает состав сверхплотной смеси продуктов взрыва. Главным образом за счет упругой энергии этих сжатых молекул и высвобождается энергия детонации.

Но если бы высказанное здесь предположение о простом переходе атомов из менее устойчивого равновесия в более устойчивое под влиянием сжатия было верным, то и медленное статическое сжатие производило бы тот же эффект — взрыв. На самом деле взрыв производится не статическим, а ударным сжатием. Это хорошо видно, когда изучают передачу детонации от одного ВВ к другому.

Такая передача имеет отнюдь не только академический интерес, так как в практике всегда большая масса трудно детонирующего вещества (например, тротила) взрывается от легко детонирующего — типа гремучей ртути. До применения они по возможности хранятся отдельно.

Особенно легко детонирует азид свинца. В опытах А. Ф. Беляева, М. А. Садовского и И. И. Тамм в Институте химической физики АН СССР было показано, что достаточно ударной волны с амплитудой давления в 30 атм, чтобы вызвать детонацию в прессованном порошке азид свинца. Сам он, детонируя, развивает давление больше 100 000 атмосфер. Трудно предполагать, чтобы 30 атмосфер могли бы вывести атомы кристаллического вещества из положений равновесия настолько, чтобы после этого должна была произойти перестройка.

На самом деле, при ударном сжатии порошка находящийся в его порах воздух нагревается. Быстрая нагрузка от падающей ударной волны приводит к тому, что воздух в порах испытывает адиабатическое сжатие, то есть не успевает отдавать тепло окружающему твердому веществу.

Адиабатическое сжатие до 30 атмосфер нагревает воздух до 1200°. Затем от этого начинается разложение азид свинца, которое идет так бурно, что развивается детонационная волна.

При более плотной запрессовке нужна и бóльшая амплитуда давления в падающей ударной волне, так как при равном давлении сжатие воздуха в порах тем дальше от адиабатического, чем поры мельче. Ведь передача тепла идет через границу объема, так что мелкому объему легче отдавать тепло, чем крупному, тогда как адиабатическое сжатие требует полной теплоизоляции. Изложенные здесь соображения о роли пузырьков широко распространены, но не могут считаться доказанными.

Любопытно, что азид свинца вообще может существовать только в виде порошка из мелких кристалликов. Если вырастить достаточно большой кристалл, то он детонирует сам собой; почему — пока неизвестно.

Если взять жидкое ВВ, нитроглицерин, то и ему детонация передается благодаря заключенным в нем мелким пузырькам воздуха. Нитроглицерин достаточно вязкая жидкость, чтобы мелкие пузырьки не выходили из него. Воздух в пузырьках сжимается и нагревается таким же образом, как в порах азид свинца. Нагревание приводит к взрывному разложению нитроглицерина.

Если пузырьки чересчур мелкие, то за время сжатия воздух успевает отдать свое тепло окружающему жидкому веществу и не доходит до такой высокой температуры, которая нужна для взрывного разложения. Тогда детонации не происходит. В совсем чистом нитроглицерине, свободном от всяких пузырьков, нужна ударная волна с давлением около 100 000 атмосфер, чтобы вызвать детонацию. Это уже близко к давлению, вызываемому самой детонационной волной. Такой нитроглицерин не взорвется, даже если выстрелить в него пулей.

Роль разогрева хорошо видна в следующем опыте. Нитроглицерин, совершенно очищенный от пузырьков, наливают в сосуд и закупоривают, оставляя сверху пузырь воздуха. Затем сосуд простреливают. Тогда, если пузырь мал, детонация не происходит. Если пузырь побольше, пуля вызывает детонацию, а если еще больше, нитроглицерин опять не детонирует. Полагают, что пузырь сжимается особенно сильно тогда, когда вызванные пулей колебания плотности в сосуде попадают в унисон с колебаниями

пузырька. Тогда особенно сильны сжатие и разогрев воздуха в нем*).

Детонационную волну в конденсированном ВВ можно вызвать не при любой форме заряда. Если придать ему вид тонкой колбаски, то детонация не будет распространяться по ее длине. Ю. Б. Харитон объяснил этот своеобразный предел детонации тем, что сжатое вещество за фронтом ударной волны разлетается раньше, чем успевают прореагировать.

Иногда тонкие колбаски тоже детонируют, но со значительно меньшей скоростью — порядка 2 или 2,5 км/сек. По-видимому в волне при этом не успевает происходить полное разложение ВВ.

§ 15. Ядерная детонация

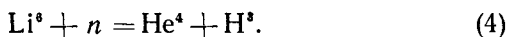
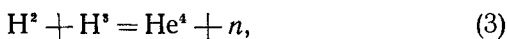
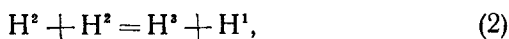
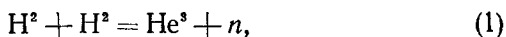
В 1919 году Э. Резерфорд впервые в мире искусственно произвел ядерную реакцию. До этого было известно лишь самопроизвольное превращение ядер — их радиоактивный распад. Одним из видов такого распада является испускание ядер гелия, или альфа-частиц. Бомбардируя азот альфа-частицами, Резерфорд осуществил следующую реакцию: азот + альфа-частица = протон + изотоп кислорода, то есть кислород с атомным весом 17 (в природе гораздо больше распространен кислород с атомным весом 16).

Энергия вылетающих протонов в этой реакции меньше, чем у падающих альфа-частиц. Употребляя термин, принятый в химии, говорят, что эта реакция эндотермическая: она требует затраты энергии реагирующих частиц.

Но есть и экзотермические ядерные реакции, которые выделяют больше энергии, чем подводится. Прежде, чем записать уравнения таких реакций, мы объясним принятую символику обозначений. Ядро записывается так же, как и элемент, которому оно принадлежит, причем атомный вес пишется сверху; например, H^1 — ядро обычного водорода, то есть протон, H^2 — ядро тяжелого водорода, или дейтерия, H^3 — ядро трития, или сверхтяжелого водорода. В этой символике альфа-частица обозначается как He^4 , легкий изотоп гелия He^3 , Li^6 и Li^7 — изотопы лития, n — нейтрон.

*) Этот факт сообщил мне Л. Г. Болховитинов.

Примерами экзотермических реакций могут служить следующие:



Об этих четырех реакциях мы будем говорить в настоящем параграфе. Первые две из них дают приблизительно одинаковый выход при равной энергии исходных ядер; энерговыделение их тоже примерно равно.

В ядерной физике принята специальная единица энергии — миллион электрон-вольт. Эту энергию приобретает один элементарный заряд, проходя разность потенциалов в миллион вольт. Сокращенно говорят мегавольт. В одном эрге около шестисот тысяч мегавольт. Реакции (1) и (2) выделяют около 3,5 мегавольт в виде кинетической энергии продуктов, а (3) целых 17 мегавольт! Это одна из рекордных для ядерной физики величин.

Энергия расщепления урана нейтроном дает 180 мегавольт, но при этом на единицу массы приходится даже несколько меньше энергии, чем в реакциях (1) и (2). В реакции (3) выход энергии 3,5 мегавольта на единицу массы. При этом энергия частиц, вступающих в реакцию, может быть в 1000 раз меньше.

Вскоре после открытия экзотермических реакций возник вопрос о том, могут ли они служить источником энергии. Если говорить о лабораторных условиях, в которых эти реакции были осуществлены впервые, ответ может быть только отрицательным. Дело в том, что далеко не каждая посылаемая частица действительно производит ядерную реакцию. Большинство из них бесполезно растрачивает свою энергию на выбивание электронов из оболочек нейтральных атомов бомбардируемого вещества.

Только одна стотысячная или даже одна миллионная всех частиц успевает прореагировать с ядром раньше, чем израсходует свою энергию.

После того, как энергия истрачена, летящая частица больше не может близко подойти к другому ядру: ведь все ядра имеют положительный электрический заряд и отталкиваются друг от друга.

Здесь, однако, есть одна важная особенность, которую необходимо отметить. Для того, чтобы один дейтрон, то есть тяжелый водород H^2 , мог вплотную подойти к другому, преодолев электростатическое отталкивание, он должен обладать кинетической энергией приблизительно в один мегавольт. На самом деле оказывается, что ядерная реакция дает заметный выход и при энергии дейтрона в несколько десятков киловольт, и даже при десяти киловольтах. Если рассматривать движение такого дейтрона по законам классической механики, то он должен оттолкнуться от своего партнера задолго до того, как сблизится с ним. Но, в действительности, законы классической механики не всегда применимы к движению ядер.

По квантовым законам движение частиц подобно распространению волн, так что отталкивание двух заряженных частиц напоминает отражение волн от преграды. Но любая волна, даже когда отражается, всегда хоть немного проникает в отражающую преграду, если преграда не абсолютно жестка. Этого небольшого проникновения оказывается достаточно, чтобы дейтроны соприкоснулись и прореагировали.

В отличие от ньютоновских законов, которые по начальному состоянию системы с полной достоверностью предсказывают дальнейшее движение так, как в астрономии предсказываются солнечные затмения, квантовая механика позволяет предсказать только вероятность того или другого события. Волны, которые описывают распространение частиц, дают возможность определить вероятность появления частицы в той или иной точке пространства. Например, по энергии налетающего ядра H^2 можно вычислить вероятность того, что оно, несмотря на отталкивание, проникнет в другое ядро H^2 и вызовет реакцию.

Эта вероятность очень сильно падает с уменьшением энергии. Поэтому, чтобы реакция давала хороший выход, надо сильно ускорять налетающие частицы. Но тогда энергия, выделяющаяся в реакции, никак не покроет затрат на ускорение, если учесть, что огромное большинство ускоренных частиц вообще не производят реакцию, а только выбивают электроны из атомов на своем пути. Эти частицы «погибают» бесполезно.

Иное дело нейтроны — они не имеют электрического заряда и, следовательно, не отталкиваются от ядер, а сво-

бодно проникают в них. Они не выбивают электроны из атомов и поэтому не растрачивают бесполезно свою энергию на пути через вещество.

Если нейтрон как-то получен, то его эффективность для другой ядерной реакции почти стопроцентная. На нейтронах идет реакция (4). Цепное деление урана или плутония также идет на нейтронах. Потому деление оказалось первой реакцией, в которой человек освободил в больших количествах ядерную энергию.

После этого был заново поставлен вопрос, нельзя ли получить и самоподдерживающиеся реакции на заряженных частицах, типа реакций (1), (2), (3). Для этого необходимо, чтобы ядра не отдавали свою энергию атомным электронам. Такой передачи энергии не будет, если атомы останутся без электронов — оголятся. Это возможно только при очень высокой температуре. Если значительная часть энергии, выделяющейся при ядерной реакции между заряженными частицами, будет затрачена на то, чтобы держать вещество при такой высокой температуре, то реакция действительно сможет поддерживать сама себя. Чтобы просто оторвать электроны от атомов, нужна относительно небольшая энергия, но очень горячее вещество излучает много энергии в окружающее пространство. Выделение ядерной энергии в реакции $H^2 + H^2$ превышает потери на излучение только при температуре в несколько десятков миллионов градусов. При более низкой температуре кинетическая энергия ядер еще так мала, что реакция идет с малой скоростью и не возмещает потери на излучение.

В недрах звезд излучение заперто в огромной толще вещества. Там все находится в тепловом равновесии между собой: и ядра, и электроны, и электромагнитное излучение. Сталкиваясь с электронами, ядра в среднем отдают им столько же энергии, сколько получают от них — это и есть условие теплового равновесия. Иначе говоря, ничто не мешает каждому способному вступить в реакцию ядру прореагировать.

Такая ядерная реакция при очень высокой температуре называется термоядерной (см. § 10). Она является источником энергии Солнца, и, очевидно, первопричиной нашего существования.

Но в земных условиях невозможно долговременно поддерживать такие же условия, как внутри Солнца. При

атомном взрыве, например, состояние вещества близко к звездному меньше одной миллионной доли секунды. Эти звездные условия создаются в данном случае не за счет термоядерной, а за счет цепной реакции на нейтронах. Нельзя ли, хотя бы столь же кратковременно, вызвать самоподдерживающуюся термоядерную реакцию, энергия которой нагревала бы вещество до такой высокой температуры, при которой идет реакция?

Здесь сама напрашивается мысль о детонации. Можно ли, например, используя обычную атомную бомбу в качестве детонатора, вызвать бегущую по дейтерию (то есть тяжелому водороду) детонационную волну, подобную той, которая распространяется во взрывчатом веществе. Детонация дейтерия давала бы в десять миллионов раз больше энергии на единицу массы, чем, например, детонация тринитротолуола.

Рассчитать такую волну в дейтерии по обычным формулам теории детонации не представляет никакого труда. На первый взгляд может показаться, что разница между ядерной и химической детонацией — чисто количественная: если детонирует, скажем, тротил, то почему бы не детонировать дейтерию, если подорвать его надлежащим образом?

Заметим, что детонатор такой реакции, обычная атомная бомба, не может выделить энергии больше некоторого верхнего предела, который кладется тем, что нельзя достаточно быстро создать слишком большую надкритическую массу из подкритической. Ведь до взрыва изотоп урана 235 или плутоний должен быть подкритическим, а, значит, не может находиться в одном куске. Если же существует незатухающая ядерная детонация, особенно в таком дешевом веществе, как дейтерий, то сила бомбы ничем не ограничена сверху. Отсюда возникла идея страшной бомбы, которую назвали «водородной» раньше, чем убедились в возможности ее создания. А возможности, если говорить специально о ядерной детонации, оказались совсем не такими, как предполагали сначала.

Прежде всего выяснилось, что детонация чистого дейтерия неосуществима*). Это связано со своеобразными потерями, свойственными только ядерной, но не химической детонации.

*) См. Р. Лэпп. Атомы и люди, ИЛ, 1959.

Дело в том, что при химической детонации температуры не слишком высоки, каких-нибудь 2000°. При этом тепловое излучение принимает на себя ничтожно малую долю всей энергии и никак не участвует в общем энергетическом балансе.

Энергия вещества растет, грубо говоря, пропорционально температуре, а энергия теплового излучения — пропорционально четвертой степени температуры. Отсюда ясно, что при достаточно высокой температуре тепловое излучение всегда заберет на себя подавляющую часть всей энергии. Но если энергия пропорциональна четвертой степени температуры, то температура, наоборот, пропорциональна корню четвертой степени из энергии. Итак, температура возрастает гораздо медленнее, чем тепловыделение. Если допустить, что вещество находится в тепловом равновесии с излучением, то и температура вещества тоже возрастает соответственно медленно.

Допустим теперь, что ядерная детонационная волна освободила всю энергию, заключенную в дейтерии, но так, что свою подавляющую долю получило излучение. Тогда температура вещества окажется столь низкой, что ядерная реакция сможет идти только очень медленно. А это значит, что и ширина зоны реакции окажется очень большой. Если представить себе детонирующий заряд в виде длинного цилиндра, то при всяком, не абсурдном диаметре вещество в зоне реакции будет разбросано в стороны раньше, чем оно успеет сколько-нибудь заметно прореагировать.

Можно подойти к вопросу о детонации дейтерия несколько иначе. Представим себе обычную атомную бомбу, помещенную внутрь сферического дейтериевого заряда. Тогда атомный взрыв может вызвать детонацию дейтерия только в том случае, если он создаст в дейтерии такие же условия, какие осуществились бы в самоподдерживающейся волне в таком же объеме. Дальше сферическая детонационная волна пошла бы сама. Но оказывается, что и атомный взрыв недостаточно силен, чтобы прогреть столь большой объем дейтерия до термоядерной температуры.

Излучение, находящееся в тепловом равновесии с веществом, кладет верхний предел для температуры дейтерия. Даже при полном выделении всей ядерной энергии излучение не позволило бы температуре подняться выше

несколько десятков миллионов градусов. Для термоядерной реакции в земных условиях это маловато. Но не может ли детонация пойти в неравновесных условиях, когда вещество еще не успевает прийти в тепловое равновесие с излучением? Ведь и установление равновесия требует известного времени? Заранее не исключено, что при очень высокой температуре термоядерная реакция пойдет быстрее, чем будет испускаться тепловое излучение. Тогда излучение действительно оттянет на себя меньше энергии и не так повлияет на температуру.

Мы говорили, что потери очень сильно влияют на способность вещества детонировать. Оказалось, однако что и при неполных потерях энергии на тепловое излучение дейтерий не способен детонировать. Это дает представление о трудностях, стоящих на пути мирного использования термоядерных реакций, где не может быть речи об атомных детонаторах.

Реакция (3) дейтерия с тритием в сто раз вероятнее, чем реакции (1) и (2). Поэтому дейтеротритиевая смесь способна к детонации.

Была попытка осуществить такую детонацию экспериментально при взрыве американского ядерного устройства в 1952 г. Выделилась энергия, раз в 75 превышающая энергию взрыва «номинальной» атомной бомбы с эквивалентом 20 000 тонн тротила. Взорвавшееся устройство весило 65 тонн (оно должно было, помимо прочего, поддерживать смесь до взрыва в жидком состоянии). По энерговыделению видно, что сгорело только 25 килограммов дейтеротритиевой смеси. Сколько ее было заложено, мы не знаем. Весьма вероятно, что и здесь получилась не настоящая детонационная волна, а только сильная вспышка, которая не могла сама себя поддерживать.

Вряд ли такая система могла бы годиться в качестве оружия. Кроме того, тритий получается путем облучения лития нейтронами в ядерных реакторах, по реакции (4). Но каждый нейтрон, израсходованный в этой реакции, мог быть вместо этого истрачен на получение атома плутония из атома изотопа урана 238. Деление плутония освобождает 180 мегавольт энергии, а реакция (3) — в десять раз меньше. Наконец, тритий распадается за 12 лет наполовину и его труднее поэтому накапливать, чем устойчивый материал. Поэтому дейтеротритиевая водородная бомба «не пошла».

Что же называется тогда «водородной бомбой»? *) Схема ее состоит в следующем. Обычную атомную бомбу окружают слоем дейтерида лития, а его, в свою очередь, слоем урана 238 (в атомную бомбу идет уран 235, которого в природе в 140 раз меньше, или плутоний). При цепной реакции в уране нейтроны частично переходят в дейтерид лития. Он сильно разогревается, и кроме того, в нем идет реакция (4). Возникает тритий, который уже термоядерным способом реагирует с дейтерием — мы указывали, что эта реакция идет легко. Реакция (3) создает быстрые нейтроны с энергией 14 мегавольт. Эти нейтроны попадают в оболочку обычного урана и вызывают в нем деление.

Теперь уже нейтроны деления урановой оболочки возвращаются в дейтерид лития и образуют с ним новые ядра трития. Кроме того, уран от интенсивного деления разогревается и сжимает находящееся внутри легкое вещество. Это усиливает термоядерную реакцию — в более плотном веществе ядра сталкиваются и реагируют чаще. Заметим, что все это явление естественно назвать взрывом, а не детонацией.

Смотря по устройству, в этой бомбе значительная часть энергии выделяется из обычного урана. Такая бомба отравляет атмосферу продуктами деления урана. Поэтому следует иметь в виду, что массивный удар по большой территории через некоторое время заразит атмосферу на всем земном шаре до весьма опасной концентрации.

*) См. М. Б. Нейман и К. М. Садиленко, Термоядерное оружие, Воениз, Москва, 1958.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.	3
Глава первая. Что такое газовая динамика?	
§ 1. Звуковые волны	5
§ 2. Возникновение скачка	7
§ 3. Условия на ударном разрыве	14
§ 4. Предельное сжатие в ударных волнах	19
§ 5. Слабые ударные волны	24
§ 6. Строение фронта ударной волны	25
Глава вторая. Действия ударных волн	
§ 7. Сверхзвуковое движение	35
§ 8. Ударные волны при взрыве	41
§ 9. Отражение ударных волн	51
§ 10. Ударные волны в лабораториях и в космосе	56
§ 11. Ударные волны в твердых и рыхлых телах	62
Глава третья. Детонация	
§ 12. Детонационные волны	68
§ 13. Пределы детонации	74
§ 14. Детонация конденсированных веществ	79
§ 15. Ядерная детонация	84