ИЗДАНИЕ ОСУЩЕСТВЛЕНО
ПРИ ФИНАНСОВОЙ ПОДДЕРЖКЕ
РОССИЙСКОГО ФОНДА
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
СОГЛАСНО ПРОЕКТУ №96-02-30062

ФБ СПбГТУ
0000167238

К 23
УДК 539

*Г.И.Канель, С.В.Разоренов, А.В.Уткин, В.Е.Фортов.* **Ударно-волновые явления в конденсированных средах**. – М.: «Янус-К», 1996. – 408 с.
ISBN 5-88929-024-X

В монографии обобщены литературные данные и собственные экспериментальные и теоретические результаты авторов в области упруго-пластических, прочностных и кинетических свойств материалов различных классов при ударно-волновом нагружении, приведены необходимые сведения из механики сплошных сред, обсуждается современная техника экспериментов. Суммированы результаты экспериментальных исследований и расчетные модели вязко-упруго-пластической деформации и разрушения материалов различных классов, включая металлы и сплавы, хрупкие керамики и горные породы, монокристаллы и стекла, полимеры и эластомеры, в ударных волнах. Представлено несколько наиболее важных примеров полиморфных превращений веществ в ударных волнах. Анализируется механический эффект взаимодействия импульсов лазерного и корпускулярного излучения с веществом. Представлен обзор уравнений состояния и кинетики разложения взрывчатых веществ в ударных и детонационных волнах. Подбор и изложение материала ориентированы на расчетное прогнозирование действия взрыва, высокоскоростного удара, импульсных лазерных и корпускулярных пучков. В монографию включены сведения справочного характера.

Для научных и инженерно-технических работников и студентов, занимающихся исследованиями и разработкой новых технологий с применением интенсивных импульсных воздействий.

$К\frac{1704060000 - 15}{22Н(03) - 96}$ Без объявл.

© Г.И.Канель, С.В.Разоренов,
А.В.Уткин, В.Е.Фортов, 1996

ISBN 5-88929-024-X

Фундаментальная
№ 725 9162
СПб ГТУ

## Оглавление

Предисловие . . . . . 6

**Глава 1**
КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД . . . . . 9

1.1. Напряжения и деформации твердого тела . . . . . 9
1.2. Уравнения одномерного движения сжимаемых сред. Ударные волны . . . . . 13
1.3. Некоторые примеры волновых взаимодействий . . . . . 16
1.4. Интерпретация результатов регистрации волн сжатия и разрежения . . . . . 25
1.5. Уравнения состояния . . . . . 28
1.6. Численные методы решения задач механики сплошных сред . . . . . 35

**Глава 2**
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ . . . . . 43

2.1. Взрывные генераторы динамических давлений . . . . . 44
2.2. Баллистические установки для экспериментов с ударными волнами . . . . . 49
2.3. Перспективные источники высоких динамических давлений . . . . . 51
2.4. Дискретные методы измерения волновых и массовых скоростей . . . . . 52
2.5. Методы регистрации профилей давления . . . . . 53
2.6. Методы регистрации профилей скорости движения вещества . . . . . 64
2.7. Регистрация волновых профилей с применением преград-индикаторов . . . . . 72

**Глава 3**
УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОГО ТЕЛА
ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ . . . . . 76

3.1. Основные соотношения и модели . . . . . 76

3.2. Модули упругости и скорости звука в ударно-сжатых металлах . . . . . 83
3.3. Динамический предел упругости . . . . . 86
3.4. Структура пластических ударных волн . . . . . 93
3.5. Вязкоупругость и напряженное состояние ударно-сжатых металлов . . . . . 99
3.6. Поведение керамических и геологических материалов при ударно-волновом нагружении . . . . . 105
3.7. Особенности ударно-волнового деформирования стекла . . . . . 110
3.8. Особенности поведения резины и наполненных эластомеров при ударно-волновом сжатии . . . . . 127
3.9. Уплотнение пористых сред в ударных волнах . . . . . 129
3.10. Исследования больших динамических деформаций . . . . 132

**Глава 4**
О МОДЕЛЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ . . . . . 135

4.1. Феноменологические определяющие уравнения . . . . . 135
4.2. Дислокационные модели пластической деформации кристаллических тел . . . . . 137
4.3. Многоэлементная модель Мазинга . . . . . 141
4.4. Модели хрупких материалов . . . . . 144
4.5. Пористые материалы . . . . . 145

**Глава 5**
ЯВЛЕНИЕ ОТКОЛА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ИМПУЛЬСА СЖАТИЯ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА . . . . . 149

5.1. Волновые взаимодействия при откole . . . . . 150
5.2. Методы измерений откольной прочности . . . . . 151
5.3. Динамика области кавитации при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред . . . . . 159
5.4. Эволюция волны растяжения и растягивающих напряжений за плоскостью откола . . . . . 163
5.5. Влияние кинетики разрушения на формирование откольного импульса . . . . . 168
5.6. Результаты динамических измерений разрушающих напряжений . . . . . 183
5.7. О критериях откола . . . . . 212

**Глава 6**
ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ . . . . . 230

6.1. Структура волн сжатия и разрежения в железе . . . . . 231
6.2. Параметры перехода графита в алмаз при ударном сжатии . . . . . 235
6.3. Фазовый переход в титане . . . . . 238

**Глава 7**
ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ СЖАТИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО . . . . . 243

7.1. Волновое течение в поглощающем слое вещества под действием лазерного излучения . . . . . 244
7.2. Формирование импульсов сжатия в конденсированных мишенях при воздействии высокоэнергетических ионных пучков . . . . . 252
7.3. Изменение глубины зоны поглощения ионов со временем . . . . . 260
7.4. Эксперименты по взаимодействию ионного пучка с конденсированными мишенями . . . . . 264

**Глава 8**
УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И МАКРОКИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ . . . . . 270

8.1. Плоские стационарные детонационные волны . . . . . 270
8.2. Критический диаметр детонации . . . . . 271
8.3. Инициирование детонации ударной волной . . . . . 277
8.4. Чувствительность твердых взрывчатых веществ к ударно-волновым воздействиям . . . . . 279
8.5. Эволюция ударных волн при инициировании детонации твердых взрывчатых веществ . . . . . 286
8.6. Возникновение и развитие очагов реакции при ударно-волновом инициировании детонации . . . . . 299
8.7. Уравнения макрокинетики разложения твердых взрывчатых веществ в ударных волнах . . . . . 304
8.8. Уравнения состояния взрывчатых веществ . . . . . 313
8.9. Уравнения состояния продуктов взрыва . . . . . 322
8.10. Расчет состояний смеси ВВ и ПВ . . . . . 332

**Глава 9**
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФИЗИКИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ . . . . . 337

9.1. Принципы построения уравнений состояния на основе экспериментов с ударными волнами . . . . . 337
9.2. Динамическое сжатие плазмы цезия . . . . . 345
9.3. Сжатие инертных газов мощными ударными волнами . . . 348
9.4. Изэнтропическое расширение ударно-сжатых металлов . . . . . 359
9.5. Уравнения состояния при сверхвысоких давлениях . . . . 371
9.6. Перспективные генераторы мощных ударных волн . . . . . 376

**Список литературы** . . . . . 381

# ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследования ударно-волновых явлений в конденсированных средах ведутся в мире с конца сороковых годов. Первоначально эти работы были вызваны острой потребностью в уравнениях состояния веществ при мегабарных давлениях. Широкодиапазонные уравнения состояния и сейчас остаются одной из центральных проблем физики высоких плотностей энергии, однако за прошедшее время накоплены также обширные сведения о физических процессах и явлениях, сопровождающих ударноволновое сжатие конденсированных сред. В мощных ударных волнах, помимо быстрого сжатия вещества до высоких давлений и его адиабатического разогрева, с чрезвычайно высокой скоростью протекают процессы упруго-пластической деформации, разрушения, полиморфных и фазовых превращений, химические реакции, явления электрической поляризации, ионизации и другие физические и химические явления. Тем самым создается уникальная возможность исследований фундаментальных свойств вещества и неравновесных процессов в экстремальных условиях.

Исторически сложилось так, что исследования поведения вещества в ударных волнах были и остаются ориентированными главным образом на прогнозирование реакции материалов и конструкций на интенсивные динамические воздействия, такие, как высокоскоростной удар, взрыв, импульсы мощного лазерного или корпускулярного излучения. Вместе с тем, накопленные в физике ударных волн опыт, методические разработки, равно как результаты проведенных исследований и новые представления о поведении вещества при интенсивных кратковременных воздействиях, явились существенным вкладом в физику твердого тела, физику плазмы, физику прочности и пластичности, теорию полиморфных превращений, химическую физику и другие области знания.

С другой стороны, появляются и развиваются новые технологии с применением взрыва, импульсных лазеров, корпускулярных пучков и других импульсных источников энергии. Разрабатываются

перспективные методы хирургии с применением короткоимпульсных лазеров. Активно ищутся новые применения лазеров и импульсных генераторов корпускулярных пучков для исследований в области физики высоких плотностей энергии. Физические основы этих технологий строятся на основе знаний, полученных из экспериментов с ударными волнами.

В связи с обилием публикаций по физике ударных волн в конденсированных средах, число которых по некоторым оценкам приближается к десяти тысячам, возникает необходимость в их систематизации и обобщении. В отечественной литературе изданы крупные обзоры [1–5] и монографии [6–13], однако дальнейшее развитие исследований, появление новых методов измерений, новых результатов и новых приложений стимулируют новые попытки критической систематизации. В предлагаемой книге последовательно обсуждаются с единой точки зрения литературные данные и собственные экспериментальные и теоретические результаты авторов в области упруго-пластических, прочностных и кинетических свойств материалов различных классов при ударно-волновом нагружении.

При подготовке монографии мы стремились сделать ее полезной как для специалистов, так и для заинтересованных представителей смежных профессий и студентов. Для полноты представления материала в первых двух главах кратко изложены сведения из механики сплошных сред в объеме, необходимом для обсуждения экспериментов, и обзор современных экспериментальных методов. В третьей и четвертой главах обсуждаются результаты экспериментальных исследований вязкоупруго-пластической деформации материалов различных классов в ударных волнах и расчетные модели неупругого деформирования. Сопротивление разрушению конденсированных сред в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки изучается путем анализа откольных явлений при отражении импульса ударного сжатия от поверхности тела. Механизм и динамика откольного разрушения в конструкционных металлах и сплавах, пластичных и хрупких монокристаллах, керамиках и горных породах, стеклах, полимерах, эластомерах и жидкостях обсуждаются в пятой главе. В шестой главе представлено несколько наиболее важных примеров полиморфных превращений веществ в ударных волнах. Некоторые вопросы взаимодействия импульсов лазерного и корпускулярного излучения с веществом, что является одним из новых приложений физики ударных волн, обсуждаются в гл.7. Восьмая глава представляет собой обзор уравнений состояния и кинетики разложения взрывчатых веществ в ударных и детонационных вол-

нах, ориентированный на использование этих исследований для компьютерного моделирования взрывов. Наконец, в девятой главе обсуждаются динамические методы генерации и исследования неидеальной плазмы, а также принципы построения уравнений состояния веществ на основе экспериментов с мощными ударными волнами. В книгу включены также материалы справочного характера, суммированные в таблицы.

Авторы не претендуют на исчерпывающую полноту изложения современного состояния физики ударных волн в конденсированных средах, ограничившись обсуждением лишь тех областей этой науки, в которых они наиболее заинтересованы. Мы заранее благодарны читателям за критические пожелания и замечания в наш адрес.

# Глава 1

# КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД

В данной главе приведены сведения об основных параметрах состояния и законах движения сплошных сжимаемых сред в той мере, в какой это необходимо для обсуждения динамических экспериментов. Исчерпывающее изложение основ механики сплошной среды можно найти в ряде монографий и учебников, например, в [1–5].

Обычно анализ мощных ударных волн в твердом теле, образование которых сопровождает интенсивные импульсные воздействия, проводится в гидродинамическом приближении. Если развиваемые давления многократно превышают предел текучести материала, то гидродинамическое приближение позволяет с хорошей точностью описывать распады разрывов, определять уравнение состояния вещества, рассчитывать начальные стадии действия взрыва и высокоскоростного удара. Но даже и в этом случае упругопластические свойства среды, как показывают эксперименты, оказывают заметное влияние на режим затухания ударных волн. По мере ослабления импульса ударной нагрузки в веществе влияние упругопластических свойств среды на динамику ее движения становится все более существенным. Поэтому мы сочли целесообразным начать изложение с основных понятий теории упругости.

## 1.1. Напряжения и деформации твердого тела

Состояния деформируемого твердого тела описываются [1–3] двумя тензорами – тензором напряжений $\sigma_{ik}$ и тензором деформаций $\varepsilon_{ik}$, где индексы $i$, и $k$ обозначают координаты направлений $x$, $y$, $z$ ортогональной системы координат. Компоненты тензора напряжений $\sigma_{ik}$ представляют собой проекцию на $i$-ю ось силы, которая действует

в теле на единичную площадку с направлением нормали вдоль оси $k$ Компоненты $\sigma_{xx}$, $\sigma_{yy}$, $\sigma_{zz}$ представляют собой нормальные напряжения; $\sigma_{xy}$, $\sigma_{yz}$, $\sigma_{xz}$ – касательные или сдвиговые напряжения. Тензор $\sigma_{ik}$ симметричен, то есть $\sigma_{xz} = \sigma_{zx}$, $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$, $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$. Сдвиговые напряжения часто обозначают как $\tau_{ik}$, а нормальные – как $\sigma_k$. Обычно напряжения и деформации принимаются положительными для растяжения и отрицательными для сжатия, однако при анализе ударно-волновых явлений более естественно считать положительными напряжения и деформации сжатия, что мы и будем делать в дальнейшем

Через каждую точку тела можно провести три взаимно перпендикулярные плоскости, на которых касательные напряжения отсутствуют, причем действующие на них нормальные напряжения $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, называемые главными, имеют максимальное (для всех возможных ориентаций), минимальное и некоторое промежуточное значения. Наибольшее касательное напряжение $\tau_{max}$ действует по площадке, делящей пополам угол между наибольшим и наименьшим главными нормальными напряжениями, и равно половине разности между величинами этих напряжений:

$$\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3).$$

Сопротивление материала деформированию зависит не только от величины компонентов напряжения, но и от характера напряженного состояния. В связи с этим, тензор напряжений разделяют на шаровую и девиаторную части. Шаровой тензор напряжений эквивалентен гидростатическому давлению давлению $p$ и определяет изменение объема или объемную деформацию в точке. В шаровом тензоре главные напряжения равны среднему алгебраическому нормальных напряжений, а остальные компоненты равны нулю. Девиатор напряжений определяет формоизменение вокруг этой же точки. Девиатор напряжений показывает, насколько заданное напряженное состояние отклоняется от всестороннего сжатия или растяжения.

Компоненты тензора деформаций $\varepsilon_{ik}$ определяются как:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial s_i}{\partial x_k} + \frac{\partial s_k}{\partial x_i}\right),$$

где $s_i$ — смещение среды в $i$-м направлении. Компоненты $\varepsilon_{xx}$, $\varepsilon_{yy}$, $\varepsilon_{zz}$ представляют собой нормальные деформации, описывающие относительные удлинения; их обозначают также как $\varepsilon_k$. Касательные или сдвиговые деформации описываются величинами $\varepsilon_{xy}$, $\varepsilon_{yz}$, $\varepsilon_{xz}$; используются также обозначения $\gamma_{ik} = 2\varepsilon_{ik}$.

Приращение удельного объема $V$ равно сумме относительных удлинений по трем ортогональным направлениям, проведенным через заданную точку:

$$-\frac{dV}{V} = d\varepsilon_x + d\varepsilon_y + d\varepsilon_z.$$

Между теориями напряжений и деформаций имеется полная аналогия. Так, в каждой точке тела существуют три взаимно перпендикулярных направления, называемых главными осями деформации. Волокна, направленные по главным осям, испытывают только изменение длины, то есть сдвиги в главных осях деформации равны нулю. Вдоль этих направлений нормальные деформации $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3$ имеют максимальное, минимальное и некоторое промежуточное значения. В изотропном теле направления главных напряжений и главных деформаций совпадают. Соответственно, наибольший сдвиг имеет место в направлении, промежуточном между направлениями наибольшей и наименьшей нормальных деформаций, и равен:

$$\gamma_{max} = \varepsilon_1 - \varepsilon_3.$$

Тензор деформаций делят на шаровую и девиаторную компоненты, первая из которых описывает изменение объема, а вторая — изменение формы тела.

В рамках линейной теории упругости приращения напряжений и деформаций связаны между собой законом Гука. Для девиаторных напряжений закон Гука имеет вид:

$$d(\sigma_k - p) = 2G\left(d\varepsilon_k + \frac{1}{3}\frac{dV}{V}\right),$$

$$d\tau_{ik} = G\, d\gamma_{ik},$$

где $G$ — модуль сдвига. Приращения шаровых компонент напряжений и деформаций связаны как:

$$dp = -K\frac{dV}{V}, \quad K = \frac{2}{3}G\frac{1+\nu}{1-2\nu},$$

где $K$ – объемный модуль, $\nu$ – коэффициент Пуассона.

В наиболее простой форме закон Гука выражается через так называемые «обобщенное напряжение» $\sigma_i$ (интенсивность напряжения) и «обобщенную деформацию» $\varepsilon_i$ (интенсивность деформации):

$$d\sigma_i = E\, d\varepsilon_i,$$

где $E = 2G(1+\nu)$ – модуль Юнга;

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{(\sigma_x-\sigma_y)^2+(\sigma_y-\sigma_z)^2+(\sigma_z-\sigma_x)^2+6(\tau_{xy}^2+\tau_{yz}^2+\tau_{zx}^2)},$$

$$\varepsilon_i = \frac{\sqrt{2}}{2(1+\nu)}\sqrt{(\varepsilon_x-\varepsilon_y)^2+(\varepsilon_y-\varepsilon_z)^2+(\varepsilon_z-\varepsilon_x)^2+\frac{3}{2}(\gamma_{xy}^2+\gamma_{yz}^2+\gamma_{zx}^2)}.$$

Величины $\sigma_i$, $\varepsilon_i$ инвариантны относительно системы координат. При простом растяжении стержня (условия стандартных испытаний) в направлении оси $x$ имеем: $\sigma_i = \sigma_x$, $\varepsilon_i = \varepsilon_x$.

Удельная работа упругого формоизменения $E_f$ в точке равна работе обобщенного напряжения:

$$E_f = \frac{1}{2}\sigma_i\varepsilon_i = \frac{1}{12G}\left[(\sigma_x-\sigma_y)^2+(\sigma_y-\sigma_z)^2+(\sigma_z-\sigma_x)^2+6(\tau_{xy}^2+\tau_{yz}^2+\tau_{zx}^2)\right].$$

С увеличением действующих напряжений реакция тела на нагрузку перестает быть чисто упругой. Для определения предельных условий упругого деформирования используются разнообразные гипотезы или критерии прочности. Задача последних заключается в том, чтобы на основании простых стандартных испытаний (например, испытаний стержневых образцов на растяжение) установить условия, при которых наступает пластическая деформация или разрушение тела в заданных произвольных условиях нагружения. В частности, согласно гипотезе Кулона и Геста [3], предельное упругое состояние в данной точке сплошной среды наступает тогда, когда наибольшее касательное напряжение достигает значения $\sigma_т$, соответствующего предельному упругому состоянию того же материала при простом растяжении:

$$|\tau_{max}| \le \frac{\sigma_т}{2},$$

где $\sigma_т$ – предел текучести материала.

По гипотезе Губера и Мизеса [3] предельное упругое состояние в точке сплошной среды в общем случае наступает тогда, когда удельная энергия формоизменения достигает значения, соответствующего этой энергии при простом растяжении:

$$\frac{1}{2}\left[ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6\,(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2) \right] \le \sigma_т^2.$$

В простейших случаях одноосного напряжения и одноосной деформации эти две гипотезы дают тождественные результаты.

В пластической области приращение деформации вдоль каждой оси равно сумме упругой и пластической составляющих:

$$d\varepsilon_k = d\varepsilon_k^{упр} + d\varepsilon_k^{пл}.$$

Пластические деформации не сопровождаются изменением объема:

$$d\varepsilon_x^{пл} + d\varepsilon_y^{пл} + d\varepsilon_z^{пл} = 0.$$

## 1.2. Уравнения одномерного движения сжимаемых сред. Ударные волны.

Для обсуждения экспериментов с ударными волнами достаточно рассмотреть одномерное движение вещества, так как именно в этой наиболее простой для анализа постановке проводится большинство измерений. Так как регистрация кинематических параметров ударно-волнового процесса в конденсированной среде осуществляется, как правило, для выделенных материальных сечений образца, анализ волновых процессов удобно вести в субстанциональных координатах Лагранжа, связанных с веществом. Будем использовать в качестве лагранжевой координаты $h$ пространственную координату $x$ частицы в начальный момент времени:

$$h = \left( \int_0^x \rho\, dx \right) \Big/ \rho_0,$$

где $\rho$, $\rho_0$ — текущая и начальная плотность вещества. Частные производные по времени $t$ и координате $h$ будем обозначать как $\frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{\partial}{\partial h}$, а производные функций $f$ вдоль выделенных направлений $h(t)$ как:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial h}\frac{dh}{dt}, \qquad \frac{df}{dh} = \frac{\partial f}{\partial h} + \frac{\partial f}{\partial t} \Big/ \frac{dh}{dt}.$$

В пренебрежении вкладами девиаторных напряжений и процессов релаксации движение сжимаемой среды описывается системой уравнений в частных производных, выражающих фундаментальные законы сохранения массы, импульса и энергии, которая дополнена уравнением состояния вещества [1, 2, 4, 5]:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial h} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t}, \quad E = E(p, V), \tag{1.1}$$

где $u$ — массовая скорость вещества, $E$ — его удельная внутренняя энергия.

Для одномерного движения введем понятия лагранжевой скорости звука $a$, которая связана с истинной скоростью звука $c$ (скоростью звука в лабораторной системе координат) простым соотношением:

$$a = \frac{\rho}{\rho_0} c = \frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{(\partial p/\partial \rho)_s}.$$

При плоском изэнтропическом движении сжимаемой среды существуют два семейства характеристик, которые описываются уравнениями:

$$\frac{dh}{dt} = a, \quad \frac{dh}{dt} = -a \tag{1.2}$$

и называются соответственно $C_+$ и $C_-$-характеристиками. Характеристики $C_+$ и $C_-$ описывают траектории распространения (в координатах расстояние — время) слабых возмущений в веществе. Третье семейство — $C_0$-характеристики, которые представляют собой линии тока $dx/dt = u$. Изменения состояния вещества вдоль характеристик описываются интегралами Римана:

$$u = u_0 - \int_{p_0}^{p} \frac{dp}{\rho_0 a} \text{ вдоль } C_+; \; u = u_0 + \int_{p_0}^{p} \frac{dp}{\rho_0 a} \text{ вдоль } C_-, \tag{1.3}$$

где $u_0$, $p_0$ — константы интегрирования, фиксирующие положение траектории изменения состояния вдоль данной характеристики на плоскости $p$, $u$. Произведение $\rho_0 a = \rho c = dp/du$ есть динамический импеданс вещества. Используется также понятие «динамическая жесткость», под которой понимается произведение $\rho c^2$.

Движение сжимаемой среды, при котором все возмущения состояний распространяются в одном направлении, есть простая или бегущая волна [1, 2, 4, 5]. В простой волне состояния вдоль характеристик, направленных в сторону распространения волны, неизменны, а все состояния вдоль любой другой траектории на плоскости $x$, $t$ описываются единой зависимостью $p(u)$, соответствующей инварианту Римана противоположного знака. Примером простой волны является волна разрежения в однородно сжатой среде. Если все характеристики простой волны исходят из одной точки на плоскости $x$, $t$, то такая волна называется центрированной.

В нормальных средах, где скорость звука возрастает с увеличением давления, волны сжатия трансформируются в ударные волны, которые в большинстве случаев можно трактовать как разрывы или скачки параметров состояния среды. Фундаментальные законы сохранения массы, количества движения и энергии вещества в ударной волне выражаются системой алгебраических уравнений, которая, в случае равенства нулю давления и скорости вещества перед фронтом волны, имеет вид:

$$V = V_0 \frac{D-u}{D}; \quad p = \rho_0 D u; \quad E = E_0 + \frac{1}{2} p(V_0 - V), \tag{1.4}$$

где $D$ — скорость распространения ударной волны относительно невозмущенной среды с удельным объемом $V_0$.

Ударные волны распространяются со сверхзвуковой скоростью относительно вещества перед волной, однако скорость ударной волны относительно ударно-сжатого вещества является дозвуковой — возмущения в ударно-сжатом веществе нагоняют фронт ударной волны. В области умеренных давлений ударного сжатия конденсированных сред удовлетворительно работает квазиакустическое приближение [4], согласно которому скорость ударной волны есть среднее арифметическое из скорости звуковых возмущений перед и за ней:

$$D \doteq [c_0(p=0) + a(p)]/2 = [c_0 + c(p) + u)]/2.$$

Система уравнений (1.4) совместно с уравнением состояния вещества определяют его ударную адиабату (адиабату Гюгонио). Таким образом, ударная адиабата вещества есть совокупность его состояний, достижимых в результате ударно-волнового сжатия при некоторых фиксированных исходных значениях давления и плотности. В диапазоне умеренных сжатий ударные адиабаты конденсированных сред обычно описываются линейным соотношением вида [1, 6]:

$$D = c_0 + bu, \tag{1.5}$$

где константа $c_0$ равна скорости звука, соответствующей начальной адиабатической объемной сжимаемости вещества. Из (1.4), (1.5) следуют простые выражения для давления и удельной внутренней энергии в зависимости от объема на ударной адиабате:

$$p = \rho_0 c_0^2 \frac{1 - V/V_0}{(1 + bV/V_0 - b)^2}, \quad E = E_0 + \frac{c_0^2}{2} \frac{(1 - V/V_0)^2}{(1 + bV/V_0 - b)^2}. \tag{1.6}$$

Уравнения одномерного движения упругопластической среды получаются из уравнений (1.1) заменой давления на нормальное напряжение, действующее в осевом направлении:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_x}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\sigma_x \frac{\partial V}{\partial t}. \tag{1.7}$$

Если изменение состояния вещества сопровождается процессами релаксации девиаторных напряжений, плотности или внутренней энергии, то система уравнений (1.1) должна быть дополнена определяющим соотношением, описывающим кинетику релаксационного процесса. В релаксирующих средах возможно существование стационарных волн сжатия конечной ширины. Ход изменения состояния в стационарной волне описывается так называемой прямой Михельсона, выражение для которой получается из (1.5) в виде:

$$\sigma_x = \rho_0^2 D^2 (V_0 - V).$$

Характеристические направления в релаксирующих средах определяются замороженной скоростью звука, но траектории изменения состояния вдоль характеристик отклоняются от интегралов Римана.

### 1.3. Некоторые примеры волновых взаимодействий

Ударные волны и простые волны Римана составляют важный класс автомодельных («самоподобных», не зависимых от времени) течений, на котором основываются динамические методы изучения уравнений состояния вещества. При этом диагностика измеряемых состояний основывается на решении задачи о распаде произвольного разрыва [1, 6]. Решение задачи о распаде разрыва представляет собой комбинацию ударных волн и центрированных волн разрежения, распространяющихся от места первоначального разрыва и разделенных областью постоянства параметров состояния.

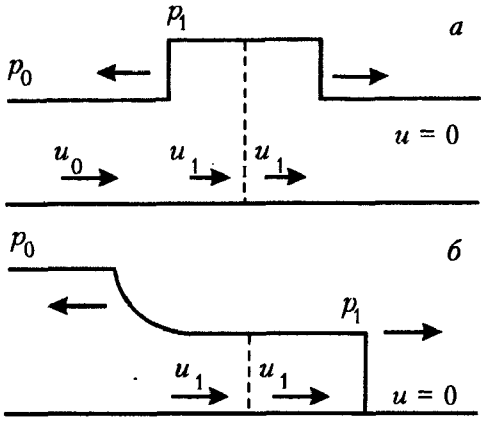


**Рис.1.1.** Профили давления для двух случаев распада разрыва: *а* – в обе стороны от разрыва распространяются ударные волны; *б* – в одну сторону от разрыва распространяется ударная волна, в другую – центрированная волна разрежения.

В задачах о распаде разрыва нас будут интересовать два типичных случая: 1 – в обе стороны от разрыва распространяются ударные волны; 2 – в одну сторону движется ударная волна, а в другую – центрированная волна разрежения. Соответствующие профили давления и фазовые траектории процессов на диаграммах $p - u$ представлены на рис.1.1, 1.2. Ситуация с двумя ударными волнами имеет место, например, при соударении пластин или при отражении ударной волны от границы раздела с веществом, имеющим более высокий

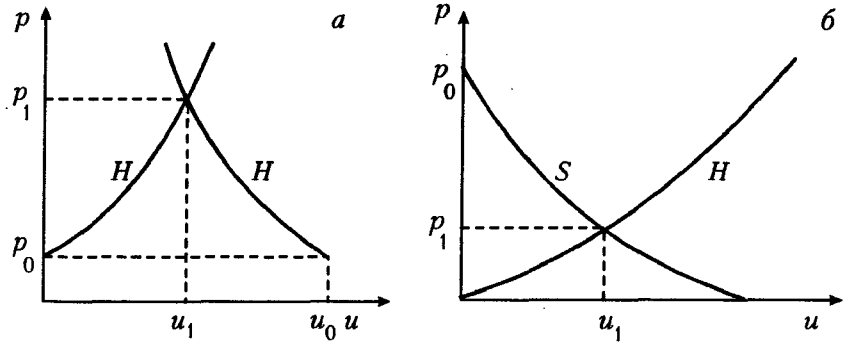


**Рис.1.2.** Диаграммы давление $p$ – массовая скорость $u$ для случаев распада разрыва, представленных на рис.1.1. $H$ – ударные адиабаты, $S$ – траектории изменения состояния в простых волнах.

динамический импеданс ρc. Второй случай реализуется при отражении ударной волны от границы раздела с менее жесткой средой (то есть средой, имеющей меньший динамический импеданс). Волны сжатия и разрежения, образующиеся в результате распада разрыва, должны переводить вещество по обе стороны от его первоначального положения в состояния с равными $p$ и $u$. Следовательно, искомые значения $p$, $u$ должны одновременно удовлетворять двум фазовым траекториям, которые описывают изменения состояния для волн положительного и отрицательного направления. При анализе распадов разрывов следует учитывать, что для волн положительного направления наклон фазовых траекторий $(\partial p/\partial u)_h > 0$, а для волн, движущихся в отрицательном направлении, $(\partial p/\partial u)_h < 0$.

Анализ распадов разрывов и других волновых взаимодействий является необходимым элементом экспериментов с ударными волнами. Такой анализ проводится обычно путем параллельного построения диаграмм $t-x$ и $p-u$. Рассмотрим некоторые типичные случаи.

На рис.1.3 иллюстрируются ударно-волновые взаимодействия при соударении «жесткого» (например – медного) ударника с менее жесткой (например – алюминиевой) и относительно толстой преградой. В момент соударения на поверхности контакта ударника с преградой имеет место скачок массовой скорости – вещество преграды справа от границы покоится, а вещество ударника имеет некоторую начальную скорость $u_0$ в направлении к преграде. Давление в начальный момент равно нулю по обе стороны от границы. В результате соударения образуются две ударные волны, которые распространяются налево ($D_i < 0$) в ударник и направо ($D_t > 0$) в преграду (рис.1.3*а*). Очевидно, что ударник при этом тормозится ($u_i - u_0 < 0$), а вещество преграды приобретает в ударной волне некоторую скорость $u_t > 0$. Точка $p_i$, $u_i$, описывающая состояние за фронтом левой ударной волны лежит на так называемой «адиабате торможения» ударника: $p_i = \rho_{0i} D_i (u_i - u_0)$. Соответственно точка $p_t$, $u_t$, описывающая состояние за фронтом правой ударной волны лежит на ударной адиабате вещества преграды: $p_t = \rho_{0t} D_t u_t$. Условие равенства давления $p_i = p_t = p_1$ и скорости вещества $u_i = u_t = u_1$ по обе стороны от поверхности соударения означает, что искомые значения давления и скорости вещества соответствуют точке пересечения этих двух ударных адиабат (точка 1 на рис.1.3*б*).

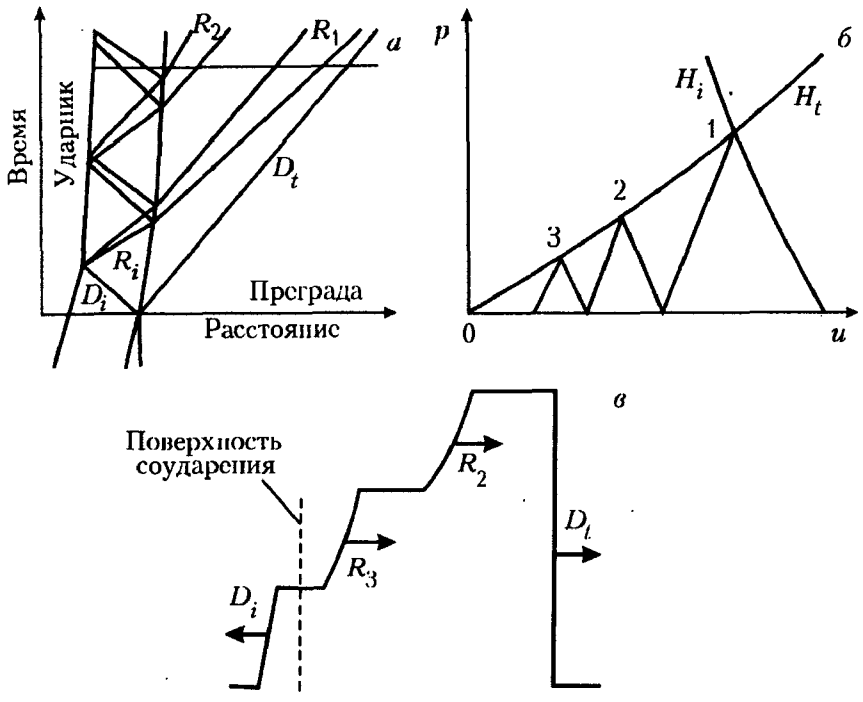


**Рис.1.3.** $t-x$ (*а*), $p-u$ (*б*) диаграммы волновых взаимодействий и профиль давления (*в*) в случае соударения «жесткого» ударника с менее жесткой преградой.

Тыльная поверхность ударника свободна, то есть на этой поверхности ударник граничит с пустотой и, следовательно, давление на ней всегда равно нулю. Поэтому, достигнув тыльной поверхности, волна в ударнике отражается от нее. Отраженная волна является центрированной волной разрежения. В отраженной волне происходит разгрузка ударносжатого вещества; давление при этом падает до нуля. Отраженная волна распространяется в положительном направлении и является простой волной, поэтому скорость частиц вещества ударника в ней уменьшается: $(\partial p/\partial u)_{i} > 0$. Траектория изменения состояния $p$, $u$ в волне разрежения примерно симметрична адиабате торможения (рис.1.3*б*). Из практики известно, что скорость вещества ударника после разгрузки с хорошей точностью можно считать равной $2u_1 - u_0$.

На следующем этапе волна разрежения в ударнике частично переходит в преграду, однако, вследствие несовпадения динамических импедансов ударника и преграды, на поверхности их контакта происходит отражение. Разгрузка преграды происходит по траектории $p$, $u$, практически совпадающей с его ударной адиабатой. Из диаграммы видно, что при скорости вещества $2u_1 - u_0$ давление в преграде остается достаточно высоким. Отсюда можно сделать интуитивное заключение, что в результате отражения от контактной границы в ударнике образуется волна сжатия, распространяющаяся к его тыльной поверхности. При этом $(\partial p/\partial u)_h < 0$ – вещество ударника вновь тормозится. Состояние $p$, $u$ на контактной границе после отражения волны разрежения описывается точкой пересечения траекторий изменения состояния преграды (в волне разрежения) и ударника (в переотраженной волне сжатия) – точка 2 на рис.1.3*б*.

В результате многократных отражений волн в преграде формируется волна разрежения со ступенчатым профилем давления – рис.1.3*в*. Продолжая анализ далее можно увидеть, что после выхода ударной волны в преграде на ее свободную тыльную поверхность образуется отраженная центрированная волна разрежения. В области взаимодействия встречных волн разрежения в преграде движение среды уже не описывается простой волной и изменение состояния частиц вещества не совпадает ни с одним интегралом Римана. В этом случае значения давления и массовой скорости отыскиваются на пересечении Римановых траекторий изменения состояния вдоль $C_+$ и $C_-$-характеристик, проходящих через рассматриваемую точку в данный момент времени. В частности, вдоль хвостовой характеристики отраженной волны разрежения в преграде изменение состояния происходит по траектории с положительным наклоном, проходящей через точку $u = 2u_1$, $p = 0$. Вдоль хвостовой характеристики падающей волны разрежения в преграде изменение состояния происходит по траектории с отрицательным наклоном, проходящей через точку $u = 0$, $p = 0$. Из рис.1.3*б* видно, что пересечение этих двух фазовых траекторий имеет место в области отрицательных давлений.

Аналогичным образом можно провести подобный анализ для обратного соотношения динамических импедансов ударника и преграды. В этом случае скорость материала ударника в хвосте волны разрежения $2u_1 - u_0 < 0$ (рис.1.4), то есть происходит отскок ударника от преграды. Волна разрежения в ударника отражается от поверхности контакта с более жесткой преградой в виде волны

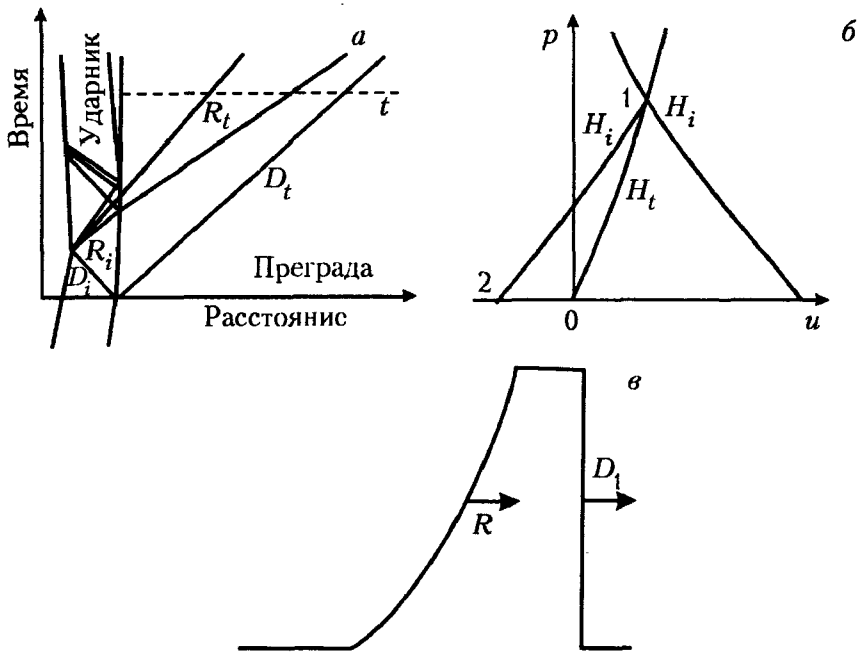


**Рис.1.4.** $t-x$ (*а*), $p-u$ (*б*) диаграммы волновых взаимодействий и профиль давления (*в*) в случае соударения «мягкого» ударника с жесткой преградой.

разрежения же. При ее взаимодействии с падающей волной разрежения генерируются отрицательные давления.

Таким образом, из рассмотренных примеров видно, что отражение волн от поверхности раздела с более жесткой средой происходит с сохранением знака нагрузки (то есть волна сжатия отражается в виде волны сжатия, а волна разрежения — в виде волны разрежения), а отражение от менее жесткой среды — с изменением знака нагрузки на противоположный.

Следующим полезным примером волновых взаимодействий является распространение ударной волны в теле, содержащем тонкую прослойку вещества с отличающимся динамическим импедансом (рис.1.5). Независимо от соотношения динамических импедансов после многократных отражений волн в прослойке устанавливаются давление и скорость, равные параметрам за ударной волной в

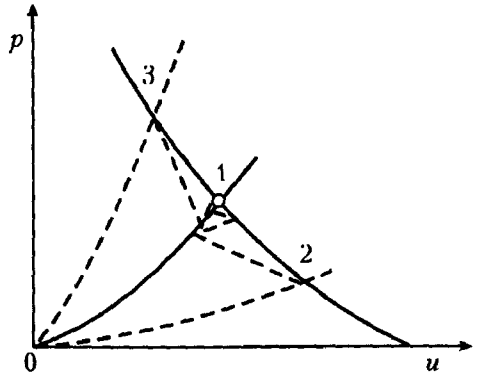


**Рис.1.5.** $p-u$ диаграмма волновых взаимодействий при распространении ударной волны в образце, содержащем тонкую прослойку с отличающимся динамическим импедансом. 1 — ударная адиабата материала образца, 2 или 3 — ударные адиабаты материала прослойки.

основном материале. При этом в области перед прослойкой формируется короткий отраженный импульс сжатия или разрежения в зависимости от соотношения импедансов, а сжатие вещества за прослойкой независимо от соотношения импедансов имеет ступенчатый характер до того момента, пока последние возмущения не нагонят фронт волны сжатия и не сформируют ударную волну.

Рассмотренные примеры ударно-волновых взаимодействий целесообразно дополнить кратким анализом механического действия мгновенного объемного тепловыделения, которое имеет место, например, при воздействии на преграду интенсивного импульса проникающего излучения.

Поглощение излучения в приповерхностных слоях преграды вызывает рост температуры этих слоев. Если длительность воздействия достаточно мала, так что движение поверхностей преграды не успевает заметно повлиять на процесс взаимодействия излучения с веществом, то разогрев последнего происходит практически при постоянном объеме и сопровождается ростом давления. По мере увеличения расстояния $h$ в преграде от ее поверхности величина поглощенной энергии и, соответственно, давление изменяются. Будем для простоты примера считать, что максимум поглощенной энергии располагается в непосредственной близости от поверхности преграды, «освещаемой» излучением.

Так как поверхность преграды не зафиксирована, свободна, то область повышенного давления внутри нее не может существовать достаточно долго. На поверхности образуется волна разрежения, в которой происходит спад давления. С другой стороны, сама зона повышенного давления внутри преграды порождает волну сжатия, которая затем распространяется вглубь преграды.

Рассмотрим процесс волновых взаимодействий в акустическом приближении, справедливом для не слишком больших разогревов и давлений, когда не происходит испарение вещества, а изменения скорости звука не существенны. В начальный момент непосредственно после мгновенного облучения скорости частиц преграды равны нулю. На диаграмме $p-u$, показанной на рис.1.6*а*, их состояния описываются точками, лежащими на оси давлений. Информация об изменении состояния в каждой точке нагретого слоя распространяется звуковыми возмущениями вглубь тела и к его облучаемой поверхности. Последующие значения давления и массовой скорости

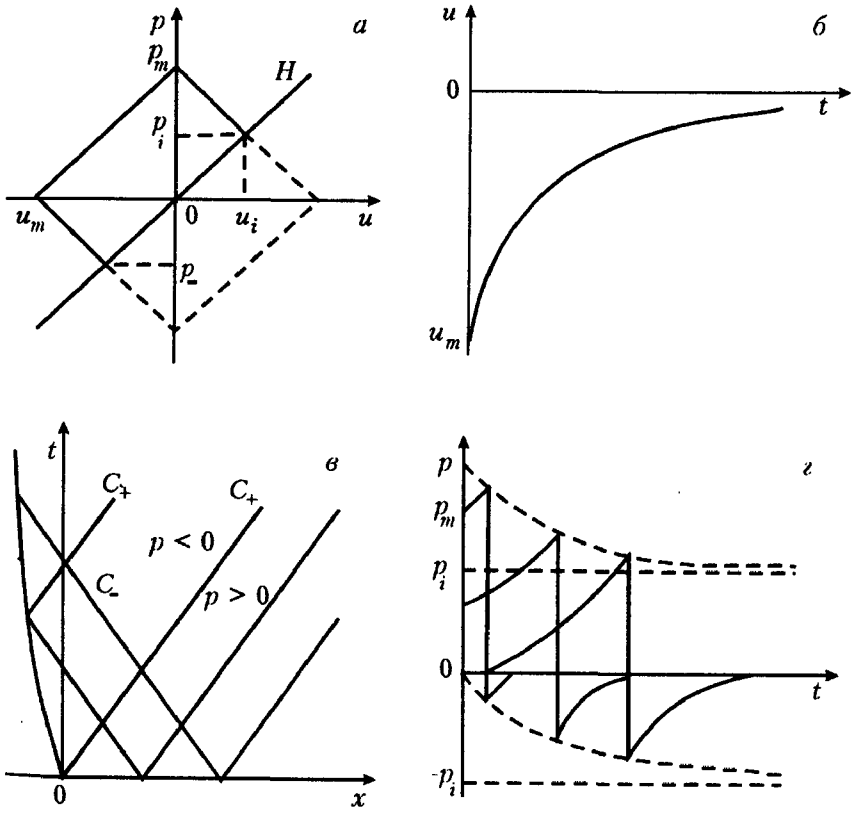


**Рис.1.6.** Диаграммы волновых взаимодействий и эволюция импульса давления при импульсном тепловыделении в результате воздействия проникающего излучения.

вещества в каждой точке отыскиваются на пересечении Римановых траекторий изменения состояния вещества вдоль характеристик $C_+$ и $C_-$, пересекающихся в данной точке в данный момент времени. Так, например, максимальные значения давления $p_\infty$ и массовой скорости $u_\infty$ в удаленной от поверхности точке, где поглощенная энергия равна нулю, соответствует на $p-u$-диаграмме пересечению прямых $p = \rho c u$ (начальное состояние для $C_-$-характеристики $p_0 = 0$, $u_0 = 0$) и $p = p_m - \rho c u$ (начальное состояние для $C_+$-характеристики $p = p$, $u = 0$). Таким образом, на удалении:

$$u_\infty = \frac{p_m}{\rho c}; \quad p_\infty = \rho c u_\infty = \frac{p_m}{2}.$$

Максимальная скорость движения поверхности навстречу падающему излучению, как видно из рис.1.6*а*, равна:

$$u_m = - p_m/\rho c.$$

По мере выхода на поверхность возмущений из внутренних слоев преграды ее скорость уменьшается, как это показано на рис.1.6*б*. Расширение преграды сопровождается появлением внутри нее отрицательных давлений, значения которых находятся на пересечении Римановых траекторий для возмущений, идущих из глубины преграды к ее облучаемой поверхности, и возмущений, отраженных от поверхности. На диаграмме $t-x$ (рис.1.6*в*) область отрицательных давлений располагается выше выделенной $C_+$-характеристики, исходящей из начала координат. Максимум абсолютного значения отрицательного давления возрастает по мере распространения отраженной волны вглубь преграды пока не достигнет предельной величины, равной:

$$p_- = \rho c u_m/2 = - p_m/2.$$

Максимальное растягивающее напряжение достигается в сечениях, где поглощенная энергия и начальное давление равны нулю. Изменение давления со временем в различных сечениях преграды показано на рис.1.6*г*.

Таким образом, быстрое объемное энерговыделение формирует в преграде знакопеременный импульс нагрузки, амплитудные значения давления в котором равны половине максимального давления в зоне энерговыделения.

### 1.4. Интерпретация результатов регистрации волн сжатия и разрежения

Динамические методы диагностики основаны на использовании связи количественных и качественных параметров структуры и эволюции волн сжатия и разрежения, которые можно зафиксировать в эксперименте, со свойствами среды. Измерения автомодельных течений типа стационарной ударной волны или простой волны Римана позволяет по найденным из экспериментов кинематическим параметрам определить свойства исследуемого вещества, характеризующие его реакцию на ударную нагрузку. Проведение экспериментов при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн дает базу для построения калорического уравнения состояния $E = E(p, V)$ в области $p-V$-диаграммы, перекрытой адиабатами Гюгонио и Пуассона. Анализ полей давления и скорости при ударно-волновом нагружении релаксирующих сред дает основу для определения кинетических закономерностей процессов упругопластического деформирования, разрушения, химических и фазовых превращений.

Каждая экспериментальная точка на ударной адиабате определяется по результатам измерений двух независимых параметров ударного сжатия, как правило – скорости ударной волны и массовой скорости за ударным скачком. Давление, удельный объем и удельная внутренняя энергия ударно-сжатого вещества вычисляются затем на основании законов сохранения массы, импульса и энергии (1.4). Скорость ударной волны измеряется непосредственно – для этого существует ряд точных дискретных методов. Определение массовой скорости основывается обычно на анализе распада разрыва на границе между ударником и образцом или между экраном из эталонного материала и образцом. Если ударник и образец изготовлены из одного материала, то в силу симметрии величина массовой скорости точно равна половине скорости ударника. В других случаях для определения массовой скорости применяется метод «торможения» или метод «отражения» [1, 6].

Метод торможения используется для построения ударной адиабаты по измеренным значениям скорости ударника $W_i$ и скорости ударной волны в образце-мишени $D_i$. Ударная адиабата материала ударника предполагается известной из независимых измерений. В результате соударения в ударнике и мишени образуются ударные волны, которые расходятся от поверхности контакта между этими объектами. Давление и массовая скорость по обе стороны от контактной

поверхности равны и удовлетворяют законам сохранения (1.4) и ударным адиабатам как ударника, так и мишени. Их значения ищутся на пересечении в координатах $p$, $u$ ударной адиабаты торможения материала ударника и волнового луча $p = \rho_{0t} D_t u$ для ударной волны в мишени-образце (рис.1.7*а*).

В методе отражения анализируется отражение ударной волны в эталонном экране от поверхности контакта с образцом. Начальные параметры ударной волны в экране и уравнение состояния последнего предполагаются известными из независимых измерений. В результате отражения на контактной поверхности образуются две волны — ударная волна в образце и, в зависимости от соотношения динамических импедансов, отраженная ударная волна или волна разрежения в экране. Для ударных волн умеренной интенсивности при недальних экстраполяциях состояния вещества в отраженных волнах сжатия и разрежения с хорошей точностью описываются в координатах $p$, $u$ кривой, зеркально симметричной ударной адиабате. По измеренному значению скорости ударной волны в образце $D_t$ и известным параметрам $p_b$, $u_b$ ударной волны в экране давление и массовая скорость на контактной поверхности отыскиваются на пересечении волнового луча $p = \rho_{0t} D_t u$ зеркальным отражением ударной адиабаты вещества экрана (рис.1.7*б*). Отметим, что предположение о зеркальности адиабат заведомо неверно в случае, если материал экрана претерпевает при сжатии неупругое уплотнение вследствие фазового перехода с изменением объема или по каким-

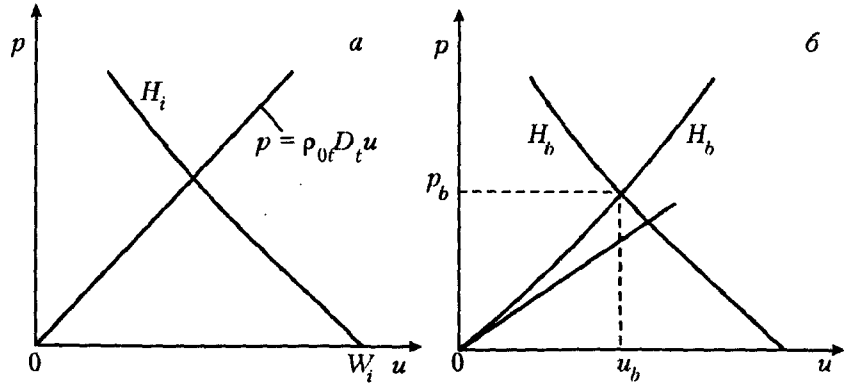


**Рис.1.7.** К пояснению способов измерения ударной сжимаемости методами «торможения» (*а*) и «отражения» (*б*).

либо другим причинам (например – из-за закрытия пор в материале пониженной начальной плотности).

Таким образом, метод торможения и метод отражения являются относительными методами, точность которых непосредственно зависит от погрешности уравнения состояния эталонного материала ударника или экрана. Эксперименты с соударением пластин из одного материала в идентичном исходном состоянии обеспечивают абсолютные измерения массовой скорости.

Наряду с дискретными измерениями кинематических параметров ударных волн в физике высоких динамических давлений широко применяется непрерывная регистрация волновых профилей давления и массовой скорости вещества. Эти измерения используются для изучения упругопластических и прочностных свойств конденсированных сред, параметров фазовых переходов и химических превращений в ударных волнах.

Экспериментальные данные о структуре и эволюции волновых профилей ударного сжатия содержат информацию о динамике протекающих в веществе релаксационных процессов. Регистрация эволюции волновых профилей дает возможность анализа хода совместного изменения давления или механического напряжения и удельного объема на всех стадиях ударно-волнового воздействия. Подобные траектории изменения состояния вещества в импульсе нагрузки строятся по серии профилей механического напряжения $\sigma_x(t)$ или массовой скорости $u(t)$, измеренных в нескольких сечениях образца. Каждой точке траектории изменения состояния соответствует определенный момент времени. По положению этой траектории относительно кривых метастабильного и равновесного сжатия для каждой ее точки находят значение параметра неравновесности. Таким образом для выделенного материального слоя находят закон изменения параметра неравновесности (например, концентрации продуктов физико-химического превращения) во времени.

Извлечение траекторий изменения состояния из серии экспериментальных профилей $u(t)$ или $\sigma_x(t)$, измеренных в нескольких сечениях h образца, основывается на следующих соображениях. Уравнения движения сплошной сжимаемой среды не имеют ограничений относительно теплофизических свойств вещества и позволяют, поэтому, определить все параметры состояния по полю напряжений $\sigma_x(h, t)$ или массовых скоростей $u(h, t)$ [7–9]. Рассмотрение производных напряжения и массовой скорости вдоль избранных траекторий

$L$ на плоскости $t$, $h$ совместно с уравнениями сохранения массы и количества движения дает:

$$u(t) = u_0 + \frac{1}{\rho_0}\int_0^t \frac{\left.\dfrac{\partial \sigma_x(t)}{\partial t} - \dfrac{d\sigma_x(h,\,t)}{dt}\right|_{L_1}}{c_{L_1}}\,dt,$$

$$V(t) = V_0 - \frac{1}{\rho_0^2}\int_0^t \frac{\left.\dfrac{\partial u(t)}{\partial t} - \dfrac{du(h,\,t)}{dt}\right|_{L_2}}{c_{L_2}}\,dt,$$

где $c_{L_1}$, $c_{L_2}$ — производные $dh/dt$ вдоль траекторий $L_1$, $L_2$. Направления траекторий $L$ выбираются из соображений удобства и приемлемой точности определения производных. В частности, они могут совпадать с направлениями минимальных градиентов течения или с траекториями распространения фиксированных уровней измеряемых параметров состояния. Если из экспериментов известен набор профилей $\sigma_x(t)$, то после построения поля напряжений $\sigma_x(h,\,t)$ по нему рассчитывается поле скоростей $u(h,\,t)$, затем процедура повторяется для определения $V(h,\,t)$. В тех случаях, когда заметной зависимости скорости распространения фиксированных уровней напряжения от координаты нет, применимо приближение простой волны:

$$V(t) = V_0 - \frac{1}{\rho_0^2}\int_0^t \frac{1}{a_\sigma^2}\frac{\partial \sigma_x}{\partial t}\,dt,$$

где $a_\sigma(\sigma_x)$ — фазовая скорость распространения фиксированных уровней напряжения в координатах Лагранжа.

Наряду с описанным выше анализом эволюции волновых профилей для выявления количественных деталей релаксационных процессов, сопровождающих динамическое нагружение, используются методы математического моделирования экспериментов с гипотетическим описанием поведения среды.

### 1.5. Уравнения состояния

Термодинамическое состояние вещества характеризуется действующим давлением $P$, плотностью $\rho$ или удельным объемом $V$, и

температурой $T$ или удельной внутренней энергией $E$. Соотношение, определяющее связь между этими параметрами, называют уравнением состояния данного вещества. Уравнение состояния замыкает систему уравнений механики сплошной среды. Для расчетов ударноволновых явлений в большинстве случаев достаточно знать уравнение состояния в калорическом виде, которое связывает давление $P$, удельный объем $V$ и внутреннюю энергию вещества $E$.

Вообще говоря, уравнение состояния не является исчерпывающим термодинамическим описанием. Так, если в качестве независимых переменных используются $V$ и $T$, то для определения остальных термодинамических функций необходимо, например, знать еще и зависимость теплоемкости при постоянном объеме $C_v$ от этих же переменных. Полную информацию содержат термодинамические потенциалы, одним из которых является свободная энергия по отношению к $V$, $T$. Тем не менее, уравнение состояния является важнейшим соотношением в физике высоких давлений.

В настоящее время теоретические модели вещества позволяют проводить расчет уравнений состояния лишь в ограниченных областях фазовой диаграммы. Наиболее разработаны простые модели твердого тела, основанные на квазигармоническом приближении, в рамках которого кристалл представляет собой совокупность независимых гармонических осцилляторов. Основная задача при этом состоит в определении конкретного распределения частот в спектре колебаний данного твердого тела. Реальный вид этого распределения достаточно сложен, поэтому часто используются модельные представления. Наибольшее распространение получила теория Дебая [10], которая достаточно хорошо описывает тепловые свойства твердых тел во всем температурном диапазоне. Из дебаевской модели следует, в частности, калорическое уравнение состояния в форме Ми—Грюнайзена:

$$p(V, E) = p_x(V) + \frac{\gamma(V)}{V} \cdot [E - E_x(V)], \tag{1.8}$$

где $p_x(V) = -\mathrm{d}E_x/\mathrm{d}V$ — кривая холодного сжатия, $E_x(V) = E_0(V) + 9R\Theta_D/8\mu$ — сумма упругой энергии кристалла $E_0$ при $T = 0°$ K и энергии нулевых колебаний атомов, $\gamma = -\mathrm{d}\ln\Theta_D/\mathrm{d}\ln V$ — коэффициент Грюнайзена, $\mu$ — молекулярный вес и $\Theta_D$ — дебаевская температура, зависящая только от объема.

Уравнение состояния (1.8) оказалось чрезвычайно удобным для решения многих прикладных задач и численного моделирования

гидродинамических процессов. Поэтому такое представление связи между термодинамическими переменными обычно является исходным при построении полуэмпирических уравнений состояния. Задача при этом сводится к определению кривой холодного сжатия и коэффициента Грюнайзена. Иногда в качестве опорной кривой используется не кривая холодного сжатия, а изэнтропа $p_S(V) = -(\partial E/\partial V)_S$ или ударная адиабата $p_H(V)$. В последнем случае, уравнение состояния (1.8) содержит в явном виде особую точку, соответствующую предельному сжатию вещества. И хотя эта особенность является, очевидно, устранимой, тем не менее это создает ряд неудобств, особенно при использовании такого уравнения состояния в численных алгоритмах.

Теоретически кривая холодного сжатия может быть, в принципе, определена в результате детального рассмотрения межатомных взаимодействий в кристаллах. Поскольку характер этих взаимодействий достаточно сложен и зависит от конкретной структуры твердого тела, то выполнить эти расчеты можно лишь в рамках определенных моделей. Так, для большинства металлов (за исключением щелочных) изотерма при нулевой температуре может быть представлена в виде [11]:

$$p_x = A \cdot x^{-2/3} \cdot \exp\left[b(1 - x^{1/3})\right] - K \cdot x^{-4/3} + \gamma \cdot \frac{9}{8} \cdot \frac{\rho_0 R \Theta_D}{\mu x}, \quad (1.9)$$

где $x = V/V_0$ — безразмерный объем, $A$, $b$, $K$ — постоянные, подлежащие экспериментальному определению. Вклад нулевых колебаний в приведенном уравнении соответствует теории Дебая. Первый член в (1.9) описывает отталкивание, обусловленное перекрытием электронных оболочек. Второй отражает кулоновское взаимодействие свободных электронов с положительными ионами остова и обменное взаимодействие между свободными электронами.

Иной подход для определения кривой холодного сжатия был предложен Берчем [12] на основании феноменологической теории конечных деформаций Мурнагана [13]. Если деформации описываются в переменных Эйлера, то разложение свободной энергии в ряд по степеням деформации с точностью до членов третьего порядка, дает следующее выражение для давления:

$$p_x = \frac{3}{2} \cdot K_0 (x^{-7/3} - x^{-5/3}) \cdot \left[1 - \frac{3}{4}(4 - K_1)(x^{-2/3} - 1)\right], \quad (1.10)$$

где параметры $K_0$ и $K_1$ определяются из эксперимента. Если же деформацию описывать в переменных Лагранжа, то в том же приближении получим [11]:

$$p_x = \frac{3}{2} \cdot K_0(x^{-1/3} - x^{1/3}) \cdot \left[1 + \frac{3}{4} \cdot K_1(1 - x^{2/3})\right], \qquad (1.11)$$

то есть из-за различного определения тензора деформаций получаются существенно иные зависимости давления от относительного объема.

В ряде работ предлагаются эмпирические соотношения для описания кривой холодного сжатия без какого-либо обоснования характера зависимости. В работе [14] использовался полином по степеням $x^{-1/3}$. Иногда предполагается линейная зависимость модуля объемного сжатия от давления [15]. По-видимому, наиболее простым эмпирическим соотношение, пригодным для описания реальных материалов в широком интервале давлений, является потенциал вида [16]:

$$p_x = \frac{B_0}{n - m} \cdot (x^{-n} - x^{-m}), \qquad (1.12)$$

где $b_0$, $n$, $m$ — константы.

Коэффициента Грюнайзена может быть выражен через другие термодинамические функции системы. Если известны коэффициент теплового расширения æ, изотермический модуль сжатия $K_T$ и теплоемкость при постоянном объеме $c_v$, то [11]

$$\gamma = \frac{V æ K_T}{c_v}. \qquad (1.13)$$

Отсюда следует, что отношение коэффициента теплового расширения к теплоемкости твердого тела не зависит от температуры, когда $\gamma$ является функцией только объема. Этот закон известен как закон Грюнайзена. Поскольку характер изменения величин æ и $c_v$ при высоких давлениях не известны, то равенство (1.13) может служить лишь для определения $\gamma$ при нормальном давлении.

В принципе, зная частотный спектр кристалла и его изменение с объемом можно определить зависимость $\gamma(V)$. Однако эта задача математически столь сложна, что до настоящего времени не решена. Поэтому обычно используют модельные представления для установления $\gamma(V)$. В теории Дебая коэффициент Грюнайзена определяется зависимостью характерной температуры $\Theta_D$ от объема. Авторы [17,18], предположив, что коэффициент Пуассона не меняется с объемом, связали $\gamma$ с характеристиками холодной кривой. В настоящее время,

на основании различных теоретических моделей, получено несколько аналогичных соотношений, которые могут быть представлены в следующем обобщенном виде [11]:

$$\gamma(V) = \frac{m-2}{3} - \frac{V}{2} \cdot \frac{(p_x \cdot V^{2m/3})''_{VV}}{(p_x \cdot V^{2m/3})'_V} + \delta. \qquad (1.14)$$

Здесь $\delta$ — постоянная, нормирующая $\gamma$ на термодинамическое значение при нормальных условиях. Нормировка необходима, поскольку коэффициент Грюнайзена, полученный из модельных представлений о частотном спектре кристалла, не всегда хорошо согласуется с термодинамическим значением из (1.13). Параметр $m$ определяется моделью, используемой для расчета $\gamma$. Упомянутое выше приближение Слэтера — Ландау [17, 18] соответствует $m = 0$.

При небольших сжатиях можно предполагать постоянство коэффициента Грюнайзена. В упрощенных уравнениях состояния широко используется также допущение $\gamma/V = \gamma_0/V_0 = \text{const}$ [19], хорошо согласующееся с экспериментальными данными при умеренных сжатиях. Иногда, для описания поведения веществ в широком интервале давлений и температур, уравнение состояния по прежнему задается в форме (1.8), но предполагается зависимость коэффициента Грюнайзена не только от объема, но и от энергии или температуры [20]. Необходимо отметить, что в этом случае параметр $\gamma$ не совпадает с термодинамическим определением коэффициента Грюнайзена и, строго говоря, должен рассматриваться как некоторая новая функция.

Рассмотренные уравнения состояния содержат параметры, которые определяются по экспериментальным данным. Результаты измерений ударной сжимаемости вещества наиболее часто представляются в виде линейного соотношения между скоростью ударной волны $D$ и массовой скоростью $u$: $D = c_0 + bu$. Условие касания второго порядка между ударной адиабатой и изэнтропой позволяет связать константы $c_0$ и $b$ с адиабатическим модулем объемного сжатия $K_s$ и его производной по давлению $K_s'$ при нормальных условиях: $K_s = \rho_0 c_0^2$, $K_s' = 4b - 1$. Кривые холодного сжатия определяются через аналогичные изотермические величины $K_0$ и $K_1$. Поэтому предварительно необходимо привести термодинамические параметры, определенные по экспериментально полученной ударной адиабате к начальному состоянию на нулевой изотерме. На практике обычно поступают иначе: константы в уравнении состояния находят из условия наилучшей

аппроксимации экспериментальных данных теоретической зависимостью с использованием метода наименьших квадратов [11].

Задача значительно упрощается, если в качестве опорной кривой использовать не кривую холодного сжатия, а изэнтропу. В диапазоне относительно невысоких давлений экспериментально установлено, что в координатах давление — массовая скорость изэнтропа разгрузки сжатого вещества в простой волне для металлов отклоняется от ударной адиабаты не более чем на 3% [9]. В этом приближении объемная скорость звука $c_b$ может быть с хорошей точностью определена через коэффициенты ударной адиабаты $c_0$ и $b$: $c_b = \rho_0(c_0 + 2bu)/\rho$. Предполагая, что это соотношение справедливо вдоль изэнтропы, проходящей через точку $p = 0$, $V = V_0$, получаем для нее выражение:

$$p_s = \frac{\rho_0 c_0^2}{4b} \cdot \left( \exp\left(4b(1 - V/V_0)\right) - 1 \right). \qquad (1.15)$$

Используя (1.15) в качестве опорной кривой, получим уравнение состояния в форме Ми—Грюнайзена. Если потребовать, чтобы при этом ударная адиабата точно описывалась зависимостью $D = c_0 + bu$, то коэффициент Грюнайзена определяется однозначно и является слабо изменяющейся функцией объема, равной $b$ при $V = V_0$. Это значение может заметно отличаться от термодинамической величины (1.13), поэтому если представляет интерес расчет тепловых эффектов, то следует использовать термодинамический коэффициент Грюнайзена, считая его заданной функцией объема. Ударная адиабата, рассчитанная в этом случае по уравнению состояния (1.8), будет в пределах точности эксперимента по-прежнему совпадать с линейной $D - u$ зависимостью, так как в области умеренных сжатий $V_0/V < 1{,}5$ она слабо чувствительна к изменению коэффициента Грюнайзена.

По мере роста давления заметный вклад в энергию ударного сжатия начинают давать температурные эффекты. Существенным становится учет в уравнениях состояния ангармоничности и термического возбуждения электронов проводимости в металлах.

На рис. 1.8 представлена условная фазовая диаграмма в переменных $p - V$. На ней показано взаимное положение нулевой изотермы $T_0$, ударной адиабаты $H$, кривой плавления $M$ и изэнтроп разгрузки $S$. В дальнейшем для нас наибольший интерес представляет область

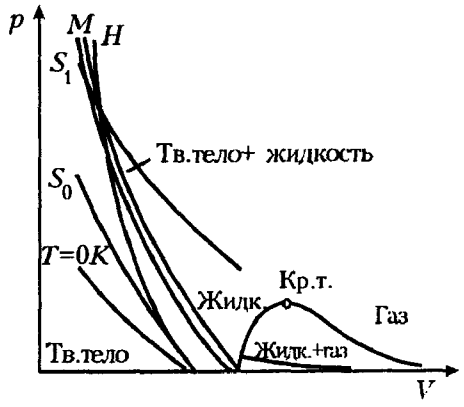


**Рис.1.8.** Фазовая диаграмма состояний вещества. $H$ — ударная адиабата, $T$ — нулевая изотерма, $M$ — область плавления, $S$ — изэнтропы разгрузки.

параметров, ограниченных ударной адиабатой и кривой плавления. Но даже находясь на ударной адиабате ниже точки плавления, после разгрузки можно попасть в область жидкого состояния (изэнтропа $S_1$). Это происходит тогда, когда остаточная температура вещества после ударного сжатия и последующей изэнтропической разгрузки оказывается выше температуры плавления при нормальных условиях.

Уравнение состояния Ми — Грюнайзена, в котором используются приведенные выше соотношения для холодной кривой и коэффициента Грюнайзена, с хорошей точностью аппроксимирует экспериментальные данные в интересующей нас области. Более того, многие полуэмпирические методы определения кривой плавления исходят лишь из свойств твердых тел. Так, например, согласно критерию Линдемана, на кривой плавления сохраняется отношение средней квадратичной амплитуды тепловых колебаний к постоянной решетки. Для дебаевской модели твердого тела это условие приводит к кривой плавления в виде [11]:

$$T_m = T_{m0} (\Theta/\Theta_{m0})^2 (V/V_{m0})^{2/3},$$

где $T_{m0}$ — температура плавления при атмосферном давлении, а $V_{m0}$ и $\Theta_{m0}$ — соответствующие значения удельного объема и температуры Дебая. То есть, существующие в настоящее время представления о поведении материалов при ударно-волновом нагружении позволяют с хорошей точностью описывать не только сжатие и разгрузку в конденсированной фазе, но и переход в жидкое состояние в результате плавления.

### 1.6. Численные методы решения задач механики сплошных сред

Математическая сложность уравнений движения сплошной среды позволяет получить точные решения для ограниченного числа относительно простых течений. В одномерном случае это, например, рассмотренные выше ударные волны и простые волны разрежения, в двумерном – течение Прандтля – Майера [4]. Иногда, при определенных начальных и граничных условиях, задача имеет автомодельное решение и система уравнений газодинамики сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений [1], анализ которых значительно проще. Широкое развитие получили приближенные методы решения, основанные на упрощении исходной задачи. Здесь прежде всего необходимо отметить асимптотические методы [21], эффективность которых в самых разных областях физики всеми признана. Преимущество точных и приближенных аналитических решений очевидна. Они играют важную роль не только для понимания физической картины явления, но и необходимы при постановке математических задач. Но обычно, даже упрощенные уравнения не удается проинтегрировать, и они должны решаться численно. Поэтому методы численного моделирования широко используются для предсказания и изучения поведения сложных физических систем.

Прямым методом интегрирования уравнений газовой динамики является метод характеристик. В одномерном случае задача сводится к решению системы из шести обыкновенных дифференциальных уравнений для определения параметров течения и траекторий характеристик:

$$\mathrm{d}p + \rho c\,\mathrm{d}u = 0 \quad \text{на} \quad \rho_0\,\mathrm{d}h = +\rho c\,\mathrm{d}t\,, \tag{1.16}$$

$$\mathrm{d}p - \rho c\,\mathrm{d}u = 0 \quad \text{на} \quad \rho_0\,\mathrm{d}h = -\rho c\,\mathrm{d}t\,, \tag{1.17}$$

$$\mathrm{d}E + \rho\,\mathrm{d}v = 0 \quad \text{на} \quad \mathrm{d}h/\mathrm{d}t = 0\,, \tag{1.18}$$

где $t$, $h$, $p$, $\rho$, $v$, $E$, $u$, $c$ – время, лагранжева координата, давление, плотность, удельный объем, удельная внутренняя энергия, массовая скорость и скорость звука соответственно. Система уравнений (1.16) – (1.18) вместе с калорическим уравнением состояния достаточна для расчета течения без ударных волн. Ударные волны рассматриваются как разрывы, при переходе через которые выполняются соотношения, следующие из законов сохранения массы, импульса и энергии.

При численном решении уравнений (1.16) – (1.18) проводится замена полных дифференциалов приращениями, а коэффициенты усредняются. Полученные уравнения решаются итерациями.

В методе характеристик решение определяется в точках пересечения двух семейств положительных и отрицательных характеристик, а также в точках пересечения характеристик с ударными волнами, границами раздела вещества и границами счетной области. Таким образом, имеется четыре основных типа узловых точек расчетной сетки, которые в свою очередь разделяются на отдельные варианты, требуя применения несколько отличающихся вычислительных или логических процедур [22, 23]. Каждой точке приписываются координатные значения $h$ и $t$. Поскольку время, вообще говоря, меняется от одной расчетной точки к другой, то в классических методах характеристик не рассматриваются дискретные временные слои. В действительности, некоторые характеристические схемы используют интерполяцию на сетку из точек, лежащих на одном и том же временном слое. Это позволяет вести «маршевый» расчет от одного временного слоя к другому.

Метод характеристик эффективен для решения задач с простой структурой течения, например с одной головной ударной волной. Преимущество его состоит в том, что разрывы и их взаимодействие рассматриваются в явном виде. Рассчитанные профили являются гладкими между разрывами, хорошо определяются детали течения. Однако его реализация довольно сложна, особенно в тех случаях, когда происходит формирование ударных волн в непрерывном течении, их взаимодействие, отражение от контактных и свободных границ.

Наиболее широкое распространение получили методы сквозного счета, позволяющие по единому алгоритму проводить расчет течений с произвольной структурой. При этом пространственная область разбивается на расчетные ячейки с координатами в точках $x_j$ и значения переменных в этих ячейках вычисляются на дискретных временных интервалах $t^n$. Параметры течения, в зависимости от конкретной расчетной схемы, относят к узлам, например, $\rho_j^n$, к центрам $\rho_{j+1/2}^{n+1/2}$, либо к сторонам $\rho_j^{n+1/2}$ ячеек (рис.1.9). Для расчета производных используются конечно-разностные формулы различного порядка точности.

Численные решения конечно-разностных уравнений должны сходиться к точному решению исходной задачи при стремлении шага по пространству к нулю. Это условие выполняется, если схема удовлетворяет определенным требованиям. Во-первых, во всех сверхзвуковых течениях счет устойчив, если величина шага по времени $\Delta t$ и шаг по пространству $\Delta x$ связаны критерием Куранта–Фридрихса–Леви [24]:

$$c\Delta t/\Delta x < 1, \qquad (1.19)$$

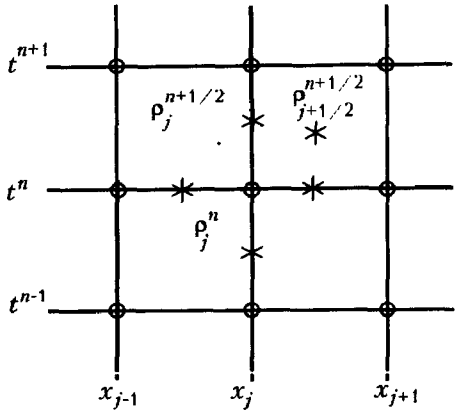


**Рис.1.9.** Схема разбиения расчетной области на ячейки для различных численных методов.

Это обусловлено ограничением скорости распространения возмущений в среде и отражает тот факт, что возмущение от одного узла сетки не должны доходить до другого за время $\Delta t$. Для задач с ударными волнами допустимые значения $\Delta t$ уменьшаются примерно на множитель 1/3 [25].

Во вторых, схемы должны переводить монотонные распределения параметров реального течения в монотонные. Это очевидное требование легко выполнимо для гладких решений. При расчете же скачков сквозные методы вместо ступеньки дают некоторую нестационарную структуру, которая охватывает несколько счетных ячеек (рис.1.10). Нейманом и Рихтмайером [26] было предложено вводить в областях сжатия течения в уравнения движения дополнительные члены, имеющие смысл нелинейной вязкости, чем достигалась монотонность схемы. Удобным оказалось использование псевдовязкости, квадратичной относительно скорости деформирования:

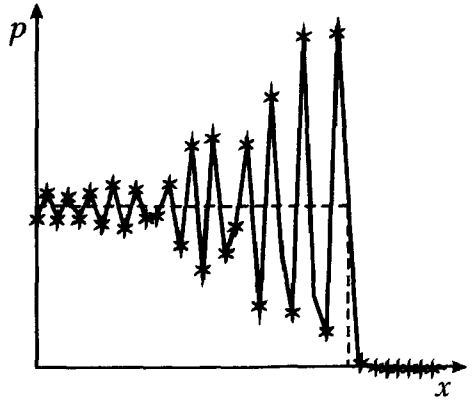


**Рис.1.10.** Осцилляции параметров состояния за скачком (сплошная линия), генерируемые при сквозном конечно-разностном расчете распространения ударной волны без введения искусственной вязкости. Пунктир – точное решение задачи.

$$q = \begin{cases} \rho l^2 (\partial u/\partial x)^2 & \text{при} \quad \partial u/\partial x < 0, \\ 0 & \text{при} \quad \partial u/\partial x \geq 0, \end{cases} \tag{1.20}$$

где постоянная $l$ имеет раэмерность длины и в конечно-разностных схемах полагается равной $a\Delta x$. При изменении $a$ в интервале 1,5÷2,0 ударный скачок размывается на 3÷5 счетных ячеек и величина этого размытия не зависит от интенсивности волны.

Другой важный принцип, который желательно соблюдать при конструировании вычислительного алгоритма, — это принцип консервативности, отражающий интегральные законы сохранения массы, импульса и энергии. Подробно различные численные методы, применяемые в механике сплошных сред, рассматриваются в [25—30]. Здесь же остановимся лишь на нескольких методах сквозного расчета одномерных течений с использованием псевдовяэкости.

**Эйлеровы методы**. В Эйлеровом представлении независимые пространственные переменные относятся к системе координат, фиксированной в пространстве, в котором движется среда, и течение характеризуется зависящим от времени полем скоростей. Уравнения непрерывности, движения и энергии могут быть записаны в дивергентной форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \tag{1.21}$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(p + \rho u^2) = 0, \tag{1.22}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}((e + p)u) = 0, \tag{1.23}$$

где $e = \rho(E + u^2/2)$. Для решения системы (1.21)—(1.23) весьма удобной оказалась двухшаговая схема Лакса—Вендроффа [31]. На каждом временном шаге расчет новых новых значений $\rho^{n+1}$, $u^{n+1}$ и $e^{n+1}$ (давление определяется из уравнения состояния) осуществляется в два этапа. Например, для уравнения непрерывности получаем следующую систему двух уравнений. Сначала в центрах прямоугольных ячеек в плоскости $x$, $t$ вычисляются промежуточные значения плотности $\rho_{j+1/2}^{n+1/2}$:

$$\rho_{j+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{2} \cdot (\rho_{j+1}^{n} + \rho_j^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \cdot \left[ (\rho u)_{j+1}^n - (\rho u)_j^n \right]. \tag{1.21a}$$

Окончательные значения получаются затем из уравнения:

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \left[ (\rho u)_{j+1/2}^{n+1/2} - (\rho u)_{j-1/2}^{n+1/2} \right]. \qquad (1.216)$$

Аналогичным образом аппроксимируются и уравнения (1.22)–(1.23).

В приведенной форме метод Лакса–Вендроффа является явным и имеет второй порядок точности. Он дает хорошие результаты для гладких течений при отсутствии резких градиентов и разрывов. В общем случае, когда присутствуют сильные ударные волны, необходимо добавлять в уравнения искусственную вязкость. Различные модификации этого метода широко используются в аэродинамических расчетах. В последнее время широкое применение нашла схема того же порядка аппроксимации – схема Мак–Кормака [32]. Оба подхода дают одну и ту же окончательную разностную формулу для одномерных уравнений в консервативной форме (1.21)–(1.23), но формулы для двумерных уравнений различны. Обзор по рассматриваемому вопросу можно найти, например, в [33].

Наиболее часто встречающейся проблемой, возникающей при использовании эйлерова представления, является численная диффузия. Она обусловлена тем, что при эйлеровом описании поверхности раздела в течении не могут быть локализованы с точностью, большей размера одной ячейки, если не вводить дополнительные степени свободы в этом представлении. Численная диффузия проявляется как преждевременное смешение среды на протяжении всей расчетной ячейки, что приводит к размытию контактных границ. Проблемы возникают также при расчете упругопластических деформаций и релаксационных явлений, где необходимо помнить предысторию процесса в каждой материальной частице.

**Лагранжевы методы**. В форме Лагранжа независимые пространственные переменные относятся к системе координат, связанной с движущейся средой. Лагранжева формулировка уравнений гидродинамики привлекательна для численных расчетов. Здесь отсутствует нефизическая численная диффузия, возникающая при протекании жидкости через границы расчетных ячеек. Кроме того, траектории элементов жидкости сами по себе создают визуализацию течения. Лагранжевы методы естественно использовать при рассмотрении задач гидродинамики со свободными поверхностями, поверхностями раздела сред и другими четкими границами.

В одномерном случае система уравнений гидродинамики в форме Лагранжа имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \frac{\partial p}{\partial h}, \tag{1.24}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V_0 \frac{\partial u}{\partial h}, \tag{1.25}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t}, \tag{1.26}$$

где $h$ — Лагранжева координата. При построении конечно-разностной аппроксимации уравнений (1.24) — (1.26), удобно проводить разбиение среды на ячейки по массе: $\Delta m_j = \rho_0(h_{j+1} - h_j)$. Если все $\Delta m_j$ равны, то схема выглядит особенно просто. При использовании уравнения состояния в форме Ми — Грюнайзена: $p = A(V) + B(V) \cdot E$ — обычная система имеет вид [34]:

$$u_j^{n+1/2} = u_j^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\Delta m_j}\left[ (p^n + q^{n-1/2})_{j+1/2} - (p^n + q^{n-1/2})_{j-1/2} \right], \tag{1.24a}$$

$$V_{j+1/2}^{n+1} = V_{j+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\Delta m_j}\left(u_{j+1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}\right), \tag{1.25a}$$

$$E_{j+1/2}^{n+1} = \left\{ \frac{E^n - \left\{0{,}5 \cdot \left[A(V^{n+1}) + p^n\right] + q^{n+1/2}\right\} \cdot \left\{V^{n+1} - V^n\right\}}{1 + 0{,}5 \cdot B(V^{n+1}) \cdot (V^{n+1} - V^n)} \right\}_{j+1/2} \tag{1.26a}$$

Для подавления нефизических осцилляций, возникающих при расчете течений с ударными волнами, к давлению добавляется искусственная вязкость $q$ (1.20):

$$q_{j+1/2}^{n+1/2} = \begin{cases} a^2 \cdot \rho^{n+1/2} \cdot \left(u_{j+1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}\right)^2 & \text{при } u_{j+1}^{n+1/2} < u_j^{n+1/2}, \\ 0 \text{ в противном случае}. \end{cases} \tag{1.27}$$

Из принятых в системе (1.24а) — (1.26а) обозначений видно, что скорость определена в пространственных узлах решетки и связана с моментами времени $t^{n+1/2}$ и $t^{n-1/2}$, тогда как давление, удельный объем и удельная энергия отнесены к центрам ячеек и вычисляются при $t = t^n$. На рис. 1.11 показана диаграмма расчетной сетки для этого

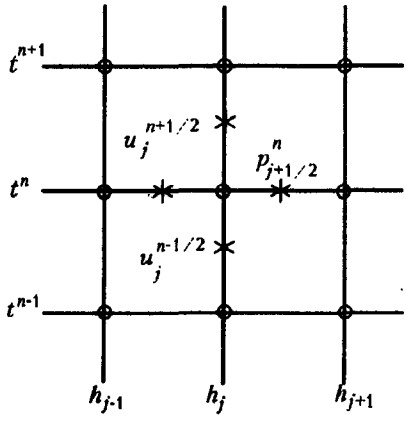


**Рис.1.11.** Диаграмма расчетной сетки для решения уравнений гидродинамики методом Лагранжа.

алгоритма. Такие сетки называют разнесенными. Система (1.24а) – (1.26а) должным образом центрирована и имеет второй порядок точности.

Лагранжевы методы позволяют естественным образом включить в расчет упруго-пластические деформации среды [34], химическую кинетику в реагирующих потоках [35] и другие реологические соотношения. Этот подход сочетает простоту с высокой эффективностью при решении одномерных задач. В неодномерном случае лагранжевые сетки могут очень сильно искажаться. В результате расчеты дают большую погрешность и в конце концов становятся неустойчивыми. Обычно, эта проблема решается перестроением сетки в процессе расчета с формированием новой, более регулярной сетки, на которую интерполируются физические величины.

Наряду с методами, требующими использования искусственной вязкости для расчета ударно-волновых процессов, разработаны монотонные схемы, аппроксимационной вязкости которых достаточно для подавления осцилляций. Здесь необходимо прежде всего отметить схему Годунова [27], который ввел аналитическое решение задачи Римана о распаде разрыва в конечно-разностный метод. В своей основе метод является двухшаговым. На первом этапе предполагается, что решение вначале кусочно-постоянное в каждой расчетной ячейке и решается задача Римана для разрывов на границах каждой ячейки. В результате определяется, куда переместятся ударные волны, контактные разрывы и волны разрежения за время $\Delta t$. На рис.1.12 схематически показан распад разрывов на границах ячеек. Важно, чтобы волны, образующиеся в соседних узлах сетки, не пересекались за время $\Delta t$. Это обеспечивается выполнением

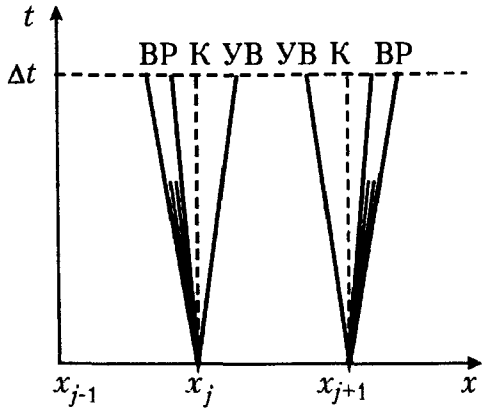


**Рис.1.12.** Расчет распада разрыва на границах счетной ячейки по схеме Годунова, где *УВ* – ударная волна, *К* – контактный разрыв, *ВР* – волна разрежения.

условия (1.19). Таким образом находятся вспомогательные значения $u$ и $p$, которые затем используется на следующем этапе алгоритма для получения окончательных результатов.

В расчетах по методу Годунова, как и во всех эйлеровых схемах, существенной оказывается численная диффузия в области контактного разрыва. Как показано [27], ширина диффузионного размытия растет как корень квадратный от времени. Модификация схемы [36] с введением подвижных сеток значительно улучшает ее свойства.

# Глава 2

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

В этой главе будут рассмотрены способы возбуждения и регистрации импульсов ударной нагрузки в конденсированных средах, используемые для получения информации о сжимаемости вещества, его механических и кинетических свойствах.

Активные исследования в области физики ударных волн были начаты во время второй мировой войны с целью получения термодинамических уравнений состояния конденсированных сред в широком диапазоне давлений и температур. Для проведения необходимых измерений ударной сжимаемости веществ в этот период были созданы взрывные генераторы плоских ударных волн, разработаны дискретные методы измерения скорости ударных волн и скорости движения поверхности образца. Логика дальнейшего развития экспериментальной техники привела к разработке способов непрерывной регистрации давления и массовой скорости в полных импульсах ударной нагрузки, что открыло новые возможности для исследований механических и кинетических свойств различных материалов и химически активных веществ в условиях ударно-волнового нагружения. Радикальное улучшение пространственного и временного разрешения современных методов измерений сделало возможным исследования экстремальных состояний в лабораторных условиях с применением перспективных генераторов интенсивной импульсной нагрузки, таких, как лазеры, релятивистские электронные и ионные пучки.

Хотя техника ударно-волновых экспериментов неоднократно описана не только в оригинальных работах, но также и в известных обзорах [1—4] и монографиях [5, 6], мы сочли целесообразным представить здесь методическую главу с тем, чтобы читатель мог непосредственно оценить доступность и достоверность обсуждаемых

ниже физических результатов. При этом мы стремились описать, хотя бы кратко, наиболее распространенные, а также перспективные способы возбуждения и регистрации динамических нагрузок в конденсированных веществах.

### 2.1. Взрывные генераторы динамических давлений

Простейшим способом возбуждения в твердом теле ударной волны с амплитудой в несколько десятков гигапаскалей является подрыв на поверхности образца заряда химического взрывчатого вещества (ВВ). Для простоты интерпретации результатов измерений желательно иметь в образце плоскую стационарную ударную волну. Плоские ударные и детонационные волны формируются с помощью различных плосковолновых генераторов.

Чаще всего в качестве плосковолнового генератора используются конические взрывные линзы (рис.2.1), принцип действия которых основан на использовании элементов с различной скоростью детонации или ударной волны. Подобные взрывные линзы состоят из наружного конического заряда ВВ с высокой скоростью детонации и вкладыша из ВВ с низкой скоростью детонации (обычно — смесь бариевой селитры с тротилом — баратол) или инертного материала (обычно — свинец или парафин). Высокоскоростная детонация в наружном конусе возбуждает во вкладыше детонационную или ударную волну, наклоненную к образующей конуса под некоторым углом $\varphi$, определяемым соотношением волновых скоростей в наружном и внутреннем элементах: $\sin \varphi = D_{\text{вкл.}}/D_{\text{кон.}}$. Угол раствора конуса $\psi$ выбирается таким, чтобы на основание вкладыша выходила плоская волна: $\psi = \pi - 2\varphi$.

Помимо взрывных линз применяются также плосковолновые генераторы, использующие боковое метание пластины скользящей вдоль нее детонацией в слое ВВ. В процессе метания пластина разворачивается на определенный угол, величина которого в случае

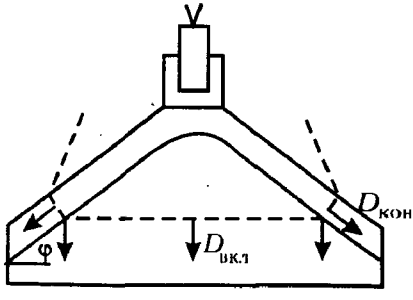


**Рис.2.1.** Принцип действия конической взрывной линзы.

установившегося процесса не изменяется с расстоянием. Устройство заранее устанавливается с наклоном под обратным углом к поверхности инициируемого заряда ВВ с тем, чтобы соударение происходило одновременно по всей плоскости.

В детонационной волне непосредственно за ударным скачком начинается спад давления вследствие разлета продуктов взрыва. Для стационарности ударно-волнового процесса необходимо сформировать область постоянных параметров за ударным скачком. Импульсы ударной нагрузки с постоянным, в течение некоторого времени, давлением за ударным скачком генерируются ударом пластины. Достаточно большие поперечные размеры ударника и образца обеспечивают одномерность движения среды в течение промежутка времени, необходимого для измерений. Одномерность процесса нарушается волнами разгрузки, распространяющимися от боковых поверхностей ударника и образца (рис.2.2*г*). Чем большее требуемое время регистрации, тем больше должен быть диаметр плоской части ударника.

В момент соударения в ударнике и образце возбуждаются ударные волны, расходящиеся от поверхности соударения. Параметры ударной волны в образце определяются из условия равенства давлений и массовых скоростей по обе стороны от поверхности соударения и их соответствия ударным адиабатам ударника и образца. Искомые параметры соответствуют точке пересечения в координатах $p$, $u$ ударной адиабаты материала образца и ударной адиабаты торможения материала ударника, имеющего первоначальную скорость $W_y$ (рис.2.2*б*). На тыльной поверхности ударника происходит отражение ударной волны. Появляется волна разрежения, распространяющаяся по образцу со скоростью звука (рис.2.2*в*). Таким образом, в течение времени циркуляции волн в ударнике на поверхности соударения поддерживается постоянное давление.

Метание ударников осуществляется детонацией зарядов взрывчатого вещества, с помощью пороховых или пневматических пушек или других устройств. На рис.2.3 приведена типичная схема взрывных метательных устройств [1, 7], широко используемых в экспериментальной физике высоких динамических давлений. Подобные устройства дают возможность разгонять металлические или пластмассовые ударники толщиной 1 – 10 мм до скоростей порядка 1 – 6 км/с. Ударник сохраняет плоскую форму в центральной части несмотря на то, что из-за радиального разлета продуктов взрыва давление на периферии заряда падает быстрее, чем у его оси. Коррекция импульса давления, действующего на край ударника,

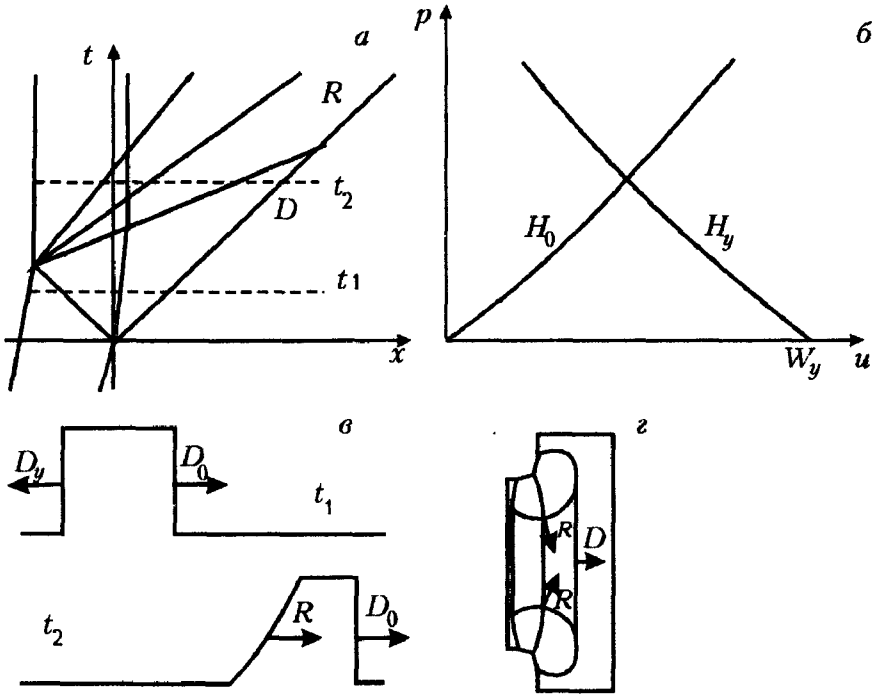


**Рис.2.2.** Возбуждение импульса сжатия при соударении пластин.

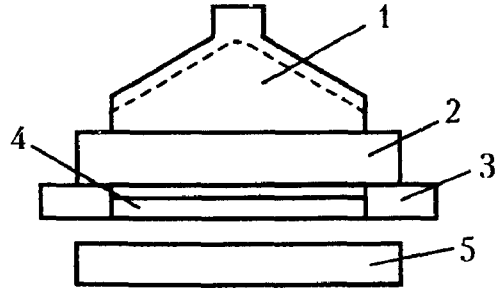


**Рис.2.3.** Схема устройства для метания взрывом плоских ударников. 1 – плосковолновой генератор (взрывная линза); 2 – заряд взрывчатого вещества; 3 – фокусирующее кольцо; 4 – метаемый ударник; 5 – мишень (образец).

достигается использованием фокусирующего кольца, которое вызывает подъем давления на периферии заряда при отражении детонационной волны и дополнительное натекание продуктов взрыва в полость над ударником. Полость служит также для «смягчения» процесса нагружения ударника и предотвращения его откольного разрушения.

При сохранении непосредственного контакта между ударником и продуктами взрыва трудно получить скорость метания ниже 1 км/с. Для снижения скорости используются пластины-ослабители из материала с более высоким, чем у ударника, динамическим импедансом. Схема такого устройства и диаграмма волновых взаимодействий приведены на рис.2.4. Взрывная линза создает в пластине-ослабителе ударную волну с параметрами, соответствующими на $p$, $u$-диаграмме точке «0». Из-за различия динамических жесткостей материалов ослабителя и ударника последний при выходе ударной волны на его тыльную поверхность приобретает скорость более высокую, чем ослабитель. В результате ударник отделяется от ослабителя.

На рис.2.5*а* приведен профиль скорости свободной поверхности алюминиевого ударника толщиной 2 мм, находящегося в контакте с медной пластиной-ослабителем. На приведенном профиле виден отрицательный пучок скорости, причиной появления которого является переотражение волны разгрузки на поверхности контакта с

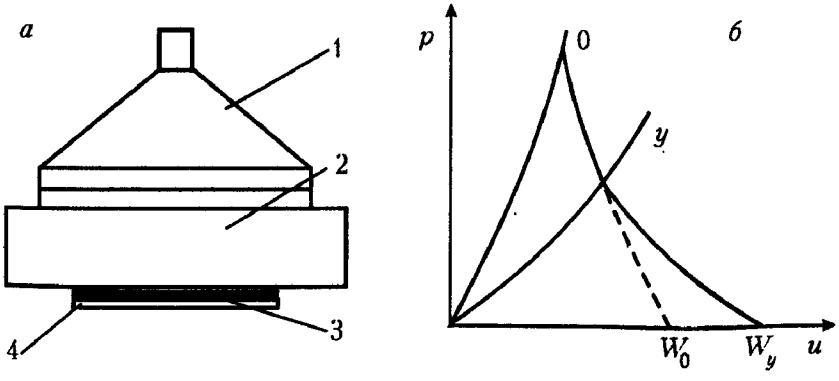


**Рис.2.4.** Низкоскоростное метание плоских пластин ударной волной. *а* – Схема взрывного устройства: 1 – взрывная линза; 2 – толстая пластина – ослабитель; 3 – «амортизирующая» прокладка из материала с малым динамическим импедансом; 4 – метаемая пластина-ударник. *б* – Диаграмма волновых взаимодействий: 0, *У* – ударные адиабаты материала пластины-ослабителя и ударника; $W_0$, $W_y$ – скорости поверхностей пластины-ослабителя и ударника.

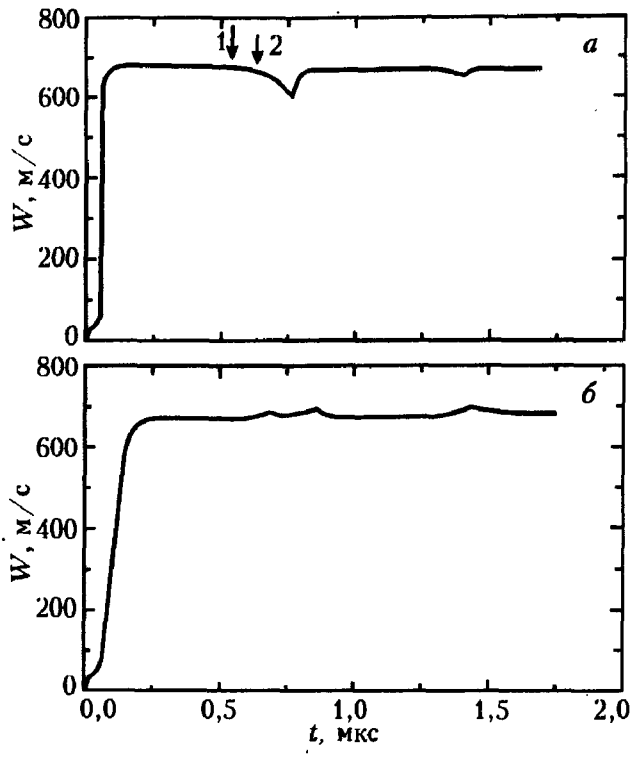


**Рис.2.5.** Профили скорости свободной поверхности алюминиевого ударника толщиной 2 мм при его метании ударной волной. *а* — ударник установлен в непосредственном контакте с медной пластиной ослабителем; *б* — между ударником и ослабителем размещена полиэтиленовая прокладка 0,2 мм толщиной.

пластиной-ослабителем. Отражение на границе с более жесткой средой происходит с сохранением знака нагрузки, поэтому в разгруженном ударнике образуется волна растяжения, распространяющаяся к его тыльной поверхности. На контактной поверхности отсутствует сопротивление растяжению, поэтому процесс отражения волны разгрузки у этой поверхности завершается возвратом давления к нулю. В результате образуется короткий импульс растяжения, который и дает отрицательный выброс на профиле скорости свободной поверхности ударника. Если интенсивность ударного сжатия достаточно велика, вблизи контактной поверхности возможно разрушение метаемого ударника.

На рис.2.5*б* представлены результаты измерений в несколько измененной постановке. Между ударником и ослабителем в этом случае была проложена полиэтиленовая пленка толщиной 0,2 мм. Введение амортизирующей прокладки из материала с малым динамическим импедансом привело к изменению режима отражения волны разгрузки, тем самым предотвращая откольное разрушение

ударника. Устройства, показанные на рис.2.4, привлекательны также тем, что могут быть использованы для метания весьма тонких ударников — фольг или пленок, чем обеспечивается получение коротких импульсов ударной нагрузки.

В рамках выбранной конструкции скорости метания ударников варьируются изменением типа используемого взрывчатого вещества, его плотности, а также материала и толщины ударника. Предельной скоростью метания является, очевидно, скорость истечения продуктов взрыва с торца заряда ВВ, которая примерно равна скорости детонации [8]. Хотя для наиболее мощных современных ВВ эта величина составляет примерно 8 км/с, реально такие скорости метания непосредственно продуктами взрыва при разумных размерах зарядов недостижимы. В случае толстых ударников этому препятствует ограниченность времени действия давления продуктов взрыва. Очень тонкие ударники в процессе разгона теряют устойчивость, их плоскостность нарушается.

## 2.2. Баллистические установки для экспернментов с ударными волнами

Взрывные генераторы ударных волн компактны, дешевы и обеспечивают широкий диапазон амплитуд и длительностей импульсов нагрузки. Однако, разрушающее действие взрыва накладывает специфические требования безопасности. Для работы с такими устройствами необходимы специальные дорогостоящие взрывные камеры или полигоны, а также технологическое оборудование для дистанционного изготовления высококачественных профилированных зарядов. Альтернативным решением является использование гладкоствольных баллистических установок. Бесспорным преимуществом таких установок является возможность плавной регулировки скорости соударения, обеспечение минимального и контролируемого в каждом опыте перекоса ударника относительно плоскости образца, высокая однородность области одномерного течения за фронтом ударной волны в образце. Для измерений ударной сжимаемости важно также, что ударник в процессе разгона практически не претерпевает разогрева, как это имеет место в случае использования взрывных устройств.

Для исследований механических свойств материалов при ударно-волновом нагружении обычно используют пневматические пушки с калибром 50—150 мм [9—11]. При длине ствола до 14 м и начальном давлении сжатого газа (азот или гелий) до 150 атм на таких установках получают скорости метания в диапазоне от 100 до

1500 м/с. Плоский ударник устанавливается на торец пустотелого цилиндрического снаряда. Для достижения наибольшей параллельности соударяющихся плоскостей мишень размещают таким образом, что соударение происходит в момент, когда снаряд еще не полностью вышел из ствола. Метод допускает установку образца и датчиков как на мишени, так и на самом снаряде.

Скорости метания пороховых пушек составляют 400 – 2500 м/с. Из баллистики известно, что скорость снаряда определяется формулой [12]:

$$w = c_g \sqrt{2f/[æ(æ - 1)\,(m_p/m_g + b_1)]}$$

где $c_g$ – скорость звука в газе, толкающем снаряд, $f$ – термический коэффициент полезного действия в процессе расширения газа, æ – показатель адиабаты газа, $m_p$ – масса снаряда, $m_g$ – масса газа, $b_1$ – константа (коэффициент пропорциональности между скоростью снаряда и средней скоростью газа). Это соотношение показывает, что скорость метания ограничена величиной, пропорциональной скорости звука в толкающем газе и практически не превышает значения:

$$w_1 \approx (1{,}8 \ldots 2{,}5), \quad c_g = (1{,}8 \ldots 2{,}5)\sqrt{æR_gT/\mu}.$$

Следовательно, чтобы увеличить скорость метания, нужно увеличить температуру толкающего газа $T$ и уменьшить его молекулярный вес $\mu$.

Наибольшие скорости метания достигаются в многоступенчатых легкогазовых установках [12]. Задачей дополнительных ступеней является подогрев и сжатие легкого толкающего газа. На рис.2.6 приведена схема двухступенчатой установки. В камере 4 находится легкий газ, сжатие и адиабатический разогрев которого производится поршнем 2, приводимым в движение пороховыми газами. После того, как давление в легкогазовой камере достигнет заданной величины,

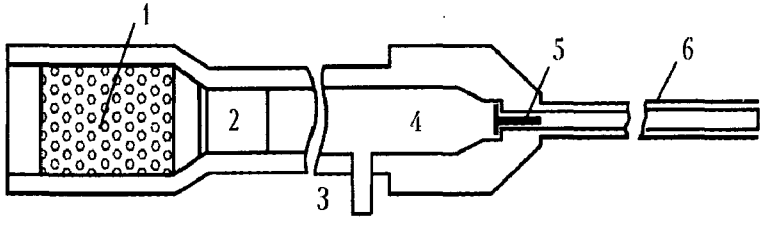


**Рис.2.6.** Схема двухступенчатой баллистической установки: 1 – пороховой заряд; 2 – поршень; 3 – отверстие для впуска легкого газа; 4 – газовая камера; 5 – снаряд; 6 – ствол.

начинается движение снаряда 5. Начальное давление легкого газа составляет обычно 10 – 100 атм, а в момент выстрела оно может достигать 10000 атм.

Максимальная скорость метания, полученная на двухступенчатой легкогазовой установке, составляет 11,2 км/с при массе снаряда 0,04 г и калибре 5,6 мм [12]. Для экспериментов с плоскими ударными волнами применяются двухступенчатые легкогазовые установки с калибром ствола 12 – 25 мм и длиной до 25 м, на которых получены скорости метания до 8 км/с [13, 14].

Баллистические установки, предназначенные для ударно-волновых измерений, обычно оснащаются системой датчиков для измерений скорости и относительного перекоса снаряда в каждом опыте, точной синхронизации измерительной аппаратуры и определения возможного искривления поверхности ударника в процессе разгона. Ствол перед снарядом и пространство вокруг образца вакуумируются. В целом двухступенчатая баллистическая установка представляет собой довольно сложное и дорогое сооружение с длительным циклом подготовки и проведения опыта и восстановления готовности к последующей работе.

### 2.3. Перспективные источники высоких динамических давлений

Взрывные и баллистические генераторы плоских ударных волн являются сейчас основными инструментами в физике высоких динамических давлений. Стремление к дальнейшему продвижению в область недоступных ранее параметров и организации ударно-волновых исследований в условиях обычной физической лаборатории побуждает к использованию новых, нетрадиционных способов интенсивного динамического воздействия на вещество. В качестве перспективных источников высоких динамических давлений предлагается использовать электро-взрывные устройства, импульсные лазеры большой мощности и сильноточные ускорители электронов и ионов.

Электрический взрыв проводников, возникающий при разряде на них конденсаторной батареи, используется для метания тонких пластин в экспериментах с ударными волнами [15 – 17]. В последнем случае образующаяся в результате электровзрыва плотная плазма плоского проводника (фольги) толкает поршень из диэлектрического материала, на котором может быть размещен дополнительный тонкий ударник из материала с высоким динамическим импедансом. Варьированием напряжения и емкости конденсаторной батареи, размеров взрывающейся фольги удается изменять удельную энергию

электровзрыва в широких пределах и тем самым варьировать скорости метания тонких ударников от 10—100 м/с до 18 км/с [18] и более. Электрический взрыв фольг используется для исследований динамической прочности материалов и определения их ударной сжимаемости в широком диапазоне параметров. Основной проблемой в применении данного метода является развитие неустойчивостей в процессе электровзрыва и последующего разгона тонкого ударника [16].

Высокая концентрация энергии достигается при фокусировке излучения мощных импульсных лазеров на малые, порядка $10^{-4}$ см$^2$, поверхности [18]. Под действием интенсивного излучения поверхностный слой образца испаряется, а возникающий «импульс отдачи» генерирует в мишени ударную волну. Гидродинамические расчеты ударных волн, возникающих под действием существующих лазерных систем, а также систем, проектируемых для задач управляемого термоядерного синтеза [19] показывают, что в этом случае имеется реальная возможность продвинуться в ультрамегабарный диапазон давлений. Высокие динамические давления создаются импульсами излучения с наносекундной и субнаносекундной длительностью, поэтому все измерения необходимо проводить в мишенях, имеющих толщину несколько десятков микрон. С точки зрения исследований механических свойств материалов преимуществом лазерных воздействий является возможность измерений сопротивления разрушению при кратчайших длительностях ударной нагрузки [20].

Созданные для целей управляемого термоядерного синтеза и решения прикладных задач мощные ($\sim 10^{14}$ Вт) импульсные генераторы релятивистских электронов и ионов [21, 22] позволяют фокусировать в мишенях интенсивные корпускулярные пучки на площади диаметром в несколько миллиметров. Вкладываемые таким образом удельные мощности $\sim 10^{14}-10^{18}$ Вт/см$^2$ вызывают быстрый разогрев приповерхностных слоев мишени. Характерная глубина поглощения электронов с энергией порядка МэВ в металлах составляет 0,1—1 мм. При достаточно быстром воздействии рост температуры происходит в условиях постоянного объема и сопровождается ростом давления, что порождает волны сжатия в мишени.

## 2.4. Дискретные методы измерения волновых и массовых скоростей

Подавляющее большинство данных об ударной сжимаемости конденсированных сред получено с помощью дискретных методов измерения волновых и массовых скоростей, основанных на применении электроконтактных датчиков или вспыхивающих газовых зазоров.

Электроконтактными датчиками фиксируются моменты прохождения ударной волны или поверхности тела через реперные точки базы измерения $D$ или $u$. При замыкании электроконтактного датчика простейшей электрической схемой вырабатывается импульс тока, который регистрируется электронным осциллографом. По полученным осциллограммам определяются промежутки времени между моментами срабатывания нескольких датчиков, установленных на пути ударной волны в образце или на пути движения свободной поверхности. Расстояние между датчиками измеряется с высокой точностью, поэтому по измеренным интервалам времени легко находится скорость ударной волны или скорость движения поверхности образца либо ударника. Установкой многих датчиков в одном опыте обеспечивается фиксация возможных перекоса и искривления волнового фронта, что после введения соответствующих поправок повышает точность измерений. В зависимости от конструкции датчиков разброс моментов их срабатывания может составлять 1 — 10 нс. Дополнительную погрешность в результаты измерений вносит искажение сигналов в регистрирующей аппаратуре и соединительных кабелях.

Метод вспыхивающих зазоров основан на использовании тонких ($\sim$ 50 мкм) газовых зазоров между блоком оргстекла, через который ведется наблюдение, и поверхностью образца. Под действием ударной волны газ в зазоре адиабатически сжимается и нагревается. Вспышки газа в зазорах фиксируются скоростным фоторегистратором (фотохроногафом), работающим в режиме щелевой развертки. Длительность вспышки составляет обычно 10 — 50 нс в зависимости от толщины зазора. Для получения высокой яркости свечения применяют продувку зазоров аргоном. При интенсивности ударной волны в сотни килобар и более хорошие результаты дает использование воздушных зазоров. Сборка с образцом изготавливается в виде нескольких ступенек, так что вспыхивающие зазоры размещены на различных расстояниях по ходу ударной волны.

### 2.5. Методы регистрации профилей давления

**2.5.1. Манганиновые пьезорезисторы.** Регистрация структуры волн сжатия и разрежения дает обширную информацию о процессах, сопровождающих динамическое нагружение вещества. С этой целью разработан ряд методов непрерывного измерения механических напряжений и скорости вещества во внутренних сечениях образца или на контактных и свободных поверхностях [2].

Основным методом регистрации механических напряжений или давления в настоящее время является метод манганиновых датчиков [23–28]. Впервые этот метод был использован для измерений давления в статических условиях П.Бриджменом [29, 30]. Применение манганиновых датчиков основано на высокой чувствительности удельного электросопротивления манганина к давлению при низкой чувствительности к изменениям температуры. Обычно датчик изготавливают в виде плоской зигзагообразной ленты толщиной 10–30 мкм, занимающей площадь ~ 0,1–1 $см^2$. Образец делается составным; датчик закладывается между пластинами образца и, в случае необходимости, отделяется от них изолирующими прокладками (рис.2.7). Во время измерений через датчик пропускается ток, с помощью осциллографа регистрируется падение напряжения на нем, которое возрастает с увеличением действующего на датчик давления. Для улучшения отношения сигнала к электрическим шумам и исключения перегрева датчика используются импульсные источники тока силой 5–10 А и длительностью ~ 100 мкс. Датчик включается в мост сопротивлений или используются другие дифференциальные схемы регистрации с тем, чтобы исключить постоянную составляющую сигнала, определяемую начальным сопротивлением датчика и тем самым повысить точность измерений. Двухточечная схема включения применяется для относительно высокоомных (5–50 Ом) датчиков. В ряде случаев целесообразно использовать датчики с начальным сопротивлением на уровне десятых – сотых долей Ома. Такие датчики обладают, в частности, тем преимуществом, что их показания менее чувствительны к шунтирующему влиянию электропроводности окружающей среды. Низкоомные датчики включаются в измерительную цепь по четырехточечной схеме.

Из-за разрушающего действия ударных волн невозможно прокалибровать каждый используемый датчик. По этой причине для

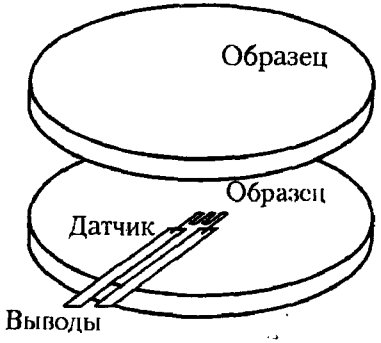


**Рис.2.7.** Схема монтажа манганинового датчика в образце.

определения давления используется единая зависимость относительного изменения электросопротивления $\Delta R/R_0$ от давления ударного сжатия, общая для всех датчиков из манганина данной марки. Калибровочная зависимость строится по результатам опытов с размещением датчиков в эталонных материалах с хорошо известной сжимаемостью. В сборках возбуждаются ударные волны, кинематические параметры которых определяются независимыми способами. Результаты таких измерений [31 – 34] приведены в табл.2.1. Там же указаны значения остаточных приращений электросопротивлений датчиков после разгрузки $\Delta R_{ост}/R_0$.

Специальными измерениями показано [33], что в области давлений не ниже 7 – 10 ГПа изменение сопротивления манганина практически обратимо и не зависит от того, является ли динамическое сжатие ударным, ступенчатым или изэнтропическим. Разгрузка до нулевого давления сопряжена с небольшим гистерезисом показаний манганиновых датчиков. Необратимая составляющая приращения электросопротивления манганина связывается с наклепом материала при ударно-волновом сжатии и не превышает 2,5% от начального сопротивления. Отжиг манганина приводит к возрастанию амплитудных значений и гистерезиса показаний датчиков на одну и ту же величину.

Зависимость электросопротивления от давления для манганина марки МНМцАЖ 3-12-0,25-0,2 показана на рис.2.8. Вычитание из экспериментальной зависимости 1 необратимой компоненты изменения сопротивления дает кривую 2, близкую к результатам измерений при гидростатическом сжатии (рис.2.8*б*).

Поскольку для проведения измерений в образец наряду с датчиками вводятся прокладки изолирующего материала, показания датчиков могут иметь некоторую инерционность. Искажения определяются временем установления (в процессе многократных отражений волн в прокладках) давления в изоляции, равного сжимающему напряжению в окружающей среде в направлении, перпендикулярном плоскости датчика. Инерционность особенно значительна при регистрации волн малой интенсивности. Численное моделирование эволюции импульсов нагрузки в упругопластическом теле с жидкоподобными прокладками [35] показывает, что инерционные искажения с характерным временем 0,1 мкс вносят систематическую погрешность (рис.2.9). С ростом давления искажения регистрируемого профиля уменьшаются вследствие возрастания скорости звука в изолирующих прокладках. При регистрации волновых профилей

одновременно в двух и более сечениях образца искажениянакапливаются от датчика к датчику. Таким образом, наибольшая точность измерений достигается при установке одного или нескольких датчиков в одном сечении образца с подбором изолирующих прокладок

Таблица 2.1

**Результаты измерений калибровочной зависимости манганина и константана**

| $P$, ГПа | $\Delta R/R_0$ | $\Delta R_{ост}/R_0$ ($p$ = 0) | Литература, марка манганина |
|---|---|---|---|
| 0,428±0,002 | 0,0105±0,0001 | | [31] манганин с составом 84% Cu, 12% Mn, 4% Ni |
| 0,89±0,002 | 0,0219±0,0004 | | |
| 1,36±0,01 | 0,0345±0,0005 | | |
| 1,6±0,01 | 0,0429 | | |
| 1,9±0,03 | 0,0516±0,013 | | |
| 2,1 | 0,0560 | | |
| 2,71 | 0,0749 | | |
| 3,14 | 0,0898 | | |
| 3,81 | 0,1120 | | |
| 5,53 | 0,1608 | | |
| 9,39 | 0,2742 | | |
| 5,8±0,2 | 0,167±0,005 | 0,016±0,002 | [32,33] Твердая манганиновая фольга МНМцАЖ 3-12-0.25-0.2 |
| 8,9±0,2 | 0,257±0,005 | 0,018±0,003 | |
| 11,6±0,2 | 0,318±0,005 | – | |
| 13,5±0,5 | 0,373±0,007 | 0,015±0,002 | |
| 15,6±0,3 | 0,426±0,008 | 0,015±0,005 | |
| 18,1±0,4 | 0,504±0,01 | 0,021±0,004 | |
| 18,9±0,4 | 0,512±0,015 | 0,020±0,005 | |
| 26,8±0,8 | 0,698±0,01 | 0,018±0,007 | |
| 28,3±0,6 | 0,732±0,01 | – | |
| 28,9±0,6 | 0,743±0,01 | 0,017±0,08 | |
| 30,4±1 | 0,780±0,028 | – | |
| 42,2±1,5 | 1,010±0,025 | – | |
| 46,5±1,5 | 1,100±0,015 | – | |
| 66,7±2,5 | 1,445±0,015 | – | [34] Твердая манганиновая фольга МНМцАЖ 3-12-0.25-0.2 |
| 85,5±5 | 1,730±0,02 | – | |
| 109,0±3,3 | 1,880±0,02 | – | |
| 11,2 | 0,01±0,0005 | | [28, 37, 58] Константан МНМц 40-1,5 |
| 16,5 | 0,021±0,001 | | |
| 18,3 | 0,022±0,001 | | |
| 21,5 | 0,022±0,001 | | |
| 29,5 | 0,063±0,003 | | |

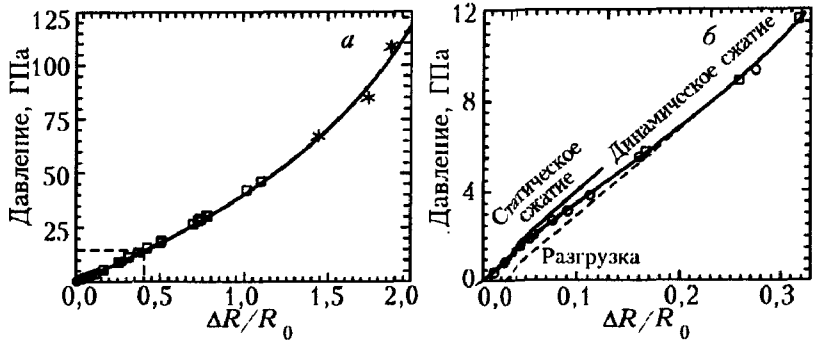


**Рис.2.8.** Связь между давлением в ударной волне и относительным изменением сопротивления манганиновых датчиков.

минимальной толщины. Проблема накопления искажений при установке датчиков в нескольких сечениях образца решается [36] размещением нескольких датчиков в одном косом сечении (рис.2.10).

Очевидно, что электросопротивление датчика изменяется не только под влиянием давления, но и в результате деформации чувствительного элемента. В условиях неодномерного нагружения изменение длины чувствительного элемента датчика приводит к появлению дополнительного приращения электросопротивления. Для разделения этих факторов проводят измерения с использованием материалов с существенно различными зависимостями электросопротивления от давления. Тогда, имея две осциллограммы и две неизвестные величины — давление и длина чувствительного элемента,

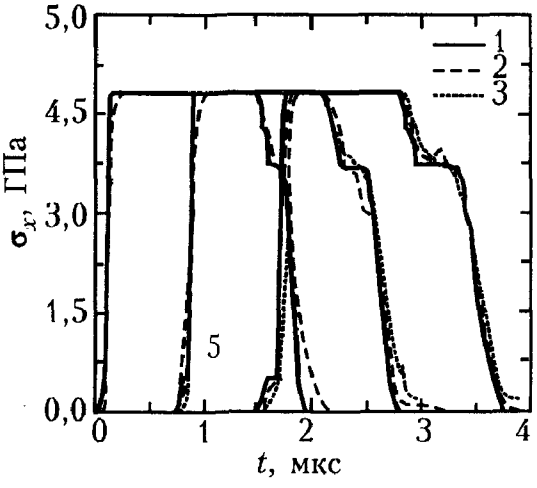


**Рис.2.9.** Результаты численного моделирования эволюции ударных волн в упругопластическом материале (алюминий АД1) в условиях регистрации профилей давления датчиками, расположенными с изоляцией внутри образца: 1 — образец без прокладок; 2 — образец с прокладкой изоляционного материала (фторопласт); 3 — образец с двумя изолирующими прокладками. Указаны расстояния от поверхности соударения.

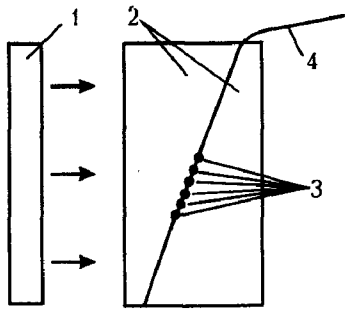


**Рис.2.10.** Схема размещения нескольких манганиновых датчиков в одном косом сечении образца: 1 – ударник; 2 – составной образец; 3 – чувствительные элементы датчиков; 4 – изолирующие пленки и выводы датчиков.

нетрудно рассчитать реальный профиль давления $p(t)$. С этой целью применяются датчики из константана, пьезокоэффициент электросопротивления у которого значительно ниже, чем у манганина [28].

При размещении манганинового и константанового датчиков в одном сечении тела их электросопротивления в один и тот же момент ударно-волнового процесса можно представить в виде:

$$R_m = R_m\,\alpha_1\alpha_{pm},$$
$$R_c = R_{0c}\,\alpha_1\alpha_{pc}, \tag{2.1}$$

где $R_m$, $R_{0m}$, $R_c$, $R_{0c}$ – текущие и начальные значения электросопротивления манганинового и константанового датчиков, $\alpha_1 = (R/R_0)_p$ – фактор удлинения датчиков, принимаемый равным для манганина и константана, $\alpha_{pm} = (R_m/R_{0m})_1$ и $\alpha_{pc} = (R_c/R_{0c})_1$ – компоненты приращения электросопротивления, определяемые действующим давлением при фиксированной длине датчиков. Тогда:

$$\frac{R_m}{R_{0m}\,\alpha_{pm}} = \frac{R_c}{R_{0c}\,\alpha_{pc}}. \tag{2.2}$$

Если зависимость $\alpha_{pm}(p)$ и $\alpha_{pc}(p)$ в некотором диапазоне давлений можно представить в линейном виде:

$$\alpha_{pm} = \alpha_{0m} + K_m p,$$
$$\alpha_{pc} = \alpha_{0c} + K_c p, \tag{2.3}$$

то $\alpha_{pm}$ и $\alpha_{pc}$ будут связаны между собой выражением:

$$\alpha_{pc} = \frac{K_c}{K_m}(\alpha_{pm} + \alpha_{0m}) + \alpha_{0c}. \tag{2.4}$$

Подставив (2.4) в (2.2), получим:

$$\alpha_{pm} = \frac{(R_{0c}/R_{0m})\,(\alpha_{0c} - \alpha_{0m}K_c/K_m)}{R_c/R_m - R_{0c}K_c/R_{0m}K_m}.$$

Тем самым определяется действующее на датчик давление в данный момент времени. Изменение длины датчика в этот момент без учета упругопластических свойств материалов определяется соотношением:

$$\frac{l}{l_0} = \sqrt{\alpha_1} = \sqrt{R_c/R_{0c}\alpha_{pc}}.$$

Описанный метод использовался, в частности, для измерений профилей давления в цилиндрических вставках, расположенных на оси детонирующего заряда ВВ [37]. В этих условиях детонационная волна, скользящая вдоль образующей цилиндра, возбуждает в нем коническую сходящуюся ударную волну. Отражение конической ударной волны на оси цилиндра имеет нерегулярный характер и сопровождается образованием вогнутого Маховского диска [38]. На некотором расстоянии процесс стабилизируется – в цилиндрической вставке образуется стационарная ударно-волновая конфигурация, имеющая форму, близкую к усеченному конусу, и распространяющуюся со скоростью детонации заряда ВВ.

Измерения профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны проведены в цилиндрических вставках из оргстекла, размещенных на оси зарядов из гексогена. Схема измерений показана на рис.2.11. Чувствительные элементы датчиков выполнялись в виде незамкнутых колец и располагались в образце коаксиально с тем, чтобы обеспечить синхронность нагружения. Результаты измерений, представленные на рис.2.12, показали, что, в отличие от классического режима нерегулярного отражения сильных ударных волн, волновая конфигурация в данном случае не содержит отраженной ударной волны.

Манганиновые датчики давления нашли широкое применение в экспериментах с ударными волнами. С их помощью проводятся измерения при пониженных (до 77° К) и повышенных (до 600° К) начальных температурах образцов [39, 40]. Исследуются упругопластические свойства и полиморфные превращения веществ, эволюция импульсов сжатия в реагирующих взрывчатых материалах, определяются параметры динамической нагрузки в технологических условиях взрывной обработки.

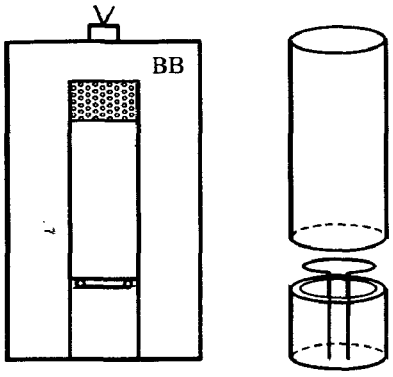


**Рис.2.11.** Схема измерений профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны, генерируемой в цилиндрах из оргстекла детонацией заряда ВВ.

Следует отметить, что манганин – не единственный пьезорезистивный материал, используемый в качестве датчиков давления. В области низких давлений (до 15 – 20 кбар) применяются иттербиевые датчики, пьезочувствительность которых значительно выше, чем у манганина. Область применения иттербия ограничена полиморфным превращением [41] при давлении около 4 ГПа.

**2.5.2. Кварцевые датчики давления.** Пьезоэлектрический эффект при сжатии монокристаллического кварца вдоль оси $x$ хорошо известен и широко используется для измерений давлений как в квазистатических условиях, так и в условиях относительно быстро-протекающих процессов баллистики и ракетной техники. Для

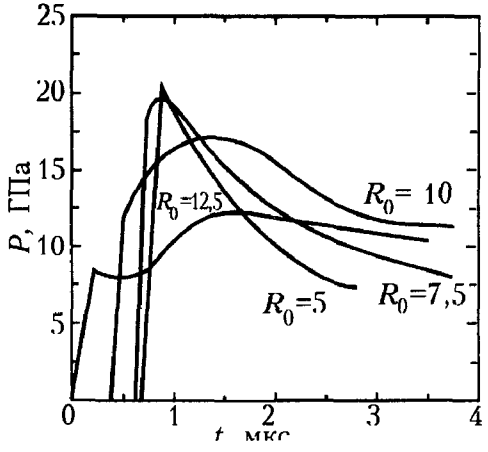


**Рис.2.12.** Результаты измерений профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны в плексигласовых цилиндрах, размещенных на оси зарядов из гексогена.

ударно-волновых измерений кварцевые датчики используются как устройства, регистрирующие давление на контактной поверхности в условиях одномерного нагружения [42, 43]. Обычно датчик представляет собой диск синтетического кварца, плоскость которого ориентирована перпендикулярно оси $x$. Металлизированные плоскости датчика являются обкладками конденсатора, заряжаемого пьезоэлектричеством кварца. В отличие от квазистатических применений, где измеряемой величиной является заряд на обкладках, в случае ударно-волновых измерений датчик включается в измерительную цепь на низкоомную нагрузку и работает как источник тока.

Диапазон измеряемых давлений для кварцевых датчиков составляет примерно 4 ГПа. Хотя динамический предел упругости монокристаллического кварца данной ориентации составляет примерно 6 ГПа, при напряжениях выше 4 ГПа наблюдается ускоренная электрическая релаксация, связанная, по-видимому, с инициированием разрушения.

Датчик устанавливается на поверхность образца. Ударная волна в образце переходит через контактную поверхность в датчик и вызывает появление в нем упругой волны соответствующей амплитуды, профиль которой отражает структуру волны в образце. Упругая волна в кварце вызывает диэлектрическую поляризацию материала. Индуцированный поляризацией заряд стекает с обкладок через сопротивление нагрузки — во внешней цепи появляется ток, сила которого примерно пропорциональна мгновенной разности механических напряжений на противоположных поверхностях датчика. Основное соотношение для связи между регистрируемым сигналом и давлением на контактной поверхности между датчиком и образцом есть [42]:

$$U(t) = \frac{k_0 R_e A c_l}{x_0} \cdot p_i(t),$$

$$t \le \frac{x_0}{c_l},$$

где $k_0 = 2{,}01$ нК/мм$^2$ ГПа — пьезоэлектрический коэффициент кварца, $R_e$ — эффективное сопротивление нагрузки, $A$ — площадь измерительного электрода, $c_l = 5{,}7211$ км/с — скорость упругой волны в кварце данной ориентации, $x_0$ — толщина датчика, $p_i(t)$ — давление на контактной поверхности. Соотношение получено в предположениях,

что деформация датчика строго одномерна, датчик работает в короткозамкнутом режиме, его диэлектрическая проницаемость постоянна, а электропроводность отсутствует, зависимость скорости распространения механических возмущений в кварце от сжимающего напряжения и изменение толщины датчика несущественны, пьезоэлектрическая поляризация прямо пропорциональна механическому напряжению и электрическое поле в датчике ориентировано строго перпендикулярно электродам. Более точная обработка осциллограмм учитывает дисперсию звука, деформацию датчика, нелинейность зависимости поляризации от напряжения и неодномерность электрического поля в межэлектродном промежутке.

Профиль давления на поверхности контакта между датчиком и образцом фиксируется в течение времени прохождения упругой волны сквозь датчик, то есть, обычно, в течение 0,5 – 1,5 мкс. Волновой профиль в образце рассчитывается затем по измеренному профилю $p_i(t)$ с учетом соотношения динамических импедансов образца и датчика.

Интересна схема измерений, в которой осуществляется соударение кварцевого датчика с образцом. В этом случае имеется уникальная возможность измерения механического напряжения непосредственно на поверхности соударения. Подобная схема экспериментов реализуется на баллистических установках. В этом случае датчик устанавливается на снаряд вместо плоского ударника. Возможна и обратная ситуация, когда датчик является мишенью при соударении, а на месте ударника находится образец. Так как в методе кварцевого датчика нет процессов установления механического равновесия между датчиком и образцом, временное разрешение метода оказывается высоким и составляет практически примерно 10 нс.

**2.5.3. Диэлектрические и сегнетоэлектрические пленочные датчики давления.** Диэлектрический датчик давления [44] представляет собой плоский конденсатор, состоящий из тонких металлических обкладок и пленки диэлектрика между ними, которая, по-существу, является чувствительным элементом датчика. Применение диэлектрического датчика основано на регистрации изменения его электрической емкости при сжатии. Предполагается, что изменение емкости датчика обусловлено изменением толщины пленки и ее диэлектрической постоянной, а процессами ударной поляризации можно пренебречь.

Датчик располагается внутри испытуемого образца и включается в высокоомную измерительную цепь с тем, чтобы постоянная времени

разряда конденсатора была много выше длительности регистрируемого процесса. На датчик подается начальное поляризующее напряжение, достаточно высокое, чтобы вклад ударной поляризации не оказывал заметного влияния на результаты измерений. При высокоомной нагрузке заряд на обкладках сохраняется практически постоянным, а изменение разности потенциалов на них пропорциональны изменению емкости измерительного конденсатора.

Для определения связи между относительным изменением емкости датчика $\Delta C/C$ и давлением построены калибровочные зависимости — своя для каждого вещества диэлектрической пленки. Способ построения калибровочных зависимостей аналогичен применявшемуся для манганиновых датчиков. Сигнал диэлектрического датчика линейно возрастает с ростом начальных емкости и напряжения, независимо от толщины диэлектрика.

Диэлектрические датчики обладают более высокой чувствительностью, чем манганиновые пьезорезисторы, и имеют некоторые преимущества перед последними в области малых давлений.

В отличие от диэлектрических датчиков, сегнетоэлектрические датчики давления не требуют источника питания, а располагают запасом энергии, которая выделяется при сжатии. Активно изучаются различные метрологические аспекты датчиков на основе пленок $PVDF_2$ — поливинилиденфторида [45, 46]. Поливинилиденфторид — это полукристаллический (примерно на 50%) полимер, мономер которого есть $CH_2-CF_2$. Материал становится пьезоэлектрическим и проявляет сегнетоэлектрические свойства после растяжения и воздействия медленно изменяющегося ($\sim$ 0,01 Гц) сильного электрического поля. Его остаточная поляризация достигает $\sim$ 10 мкКл/см$^2$, а пьезоэлектрический коэффициент $\sim$ 22 пКл/Н.

Поливинилиденфторидная пленка толщиной 10 — 30 мкм используется в качестве активного элемента датчиков давления в ударных волнах. Пленка размещается между тонкими металлическими обкладками, соединенными с выводами. Обычно диаметр такого конденсатора составляет 3 — 5 мм. Датчик размещается в образце и ориентируется параллельно фронту ударной волны. При прохождении ударной волны через плоскость датчика происходит изменение поляризации поливинилиденфторида и на обкладках появляется электрический заряд. Для регистрации электрического сигнала датчика применяют резистивную или резистивно-емкостную нагрузку, с помощью которых регистрируется ток разряда или непосредственно текущая величина заряда на обкладках. В случае резистивной на-

грузки текущее значение заряда на обкладках получается интегрированием осциллограммы тока. Оба режима регистрации дают в результате величину заряда, который выделяется на единице площади датчика, затем с использованием калибровочной зависимости по величине заряда рассчитывается давление. Зависимость между давлением и образовавшимся зарядом нелинейна и согласно [46] описывается соотношением $p = 1{,}12Q^{1{,}58}$.

## 2.6. Методы регистрации профилей скорости движения вещества

В отличие от измерений давления, методы определения скорости вещества имеют первичный характер, не связаны с построением тарировочных зависимостей, поэтому от них следует ожидать более высокой точности. Основными современными методами непрерывной регистрации ударно-волновых профилей массовой скорости являются метод емкостного датчика, магнитоэлектрический метод и лазерные допплеровские методы.

**2.6.1. Емкостные датчики скорости.** Метод емкостного датчика предназначен для фиксации скорости поверхности металлических образцов [47]. Пример постановки опыта с применением емкостного датчика показан на рис.2.13. На расстоянии $x_0$ от поверхности образца устанавливается плоский электрод, составляющий с образцом измерительный конденсатор $C_m$. Напряжение $E$ на конденсатор подается от источника ЭДС через сопротивление нагрузки $R_{вх}$, величина которого выбирается достаточно малой с тем, чтобы постоянная времени $R_{вх}C_m$ была много меньше характерного времени регистрации. Для поддержания однородности электрического поля в области измерительного электрода применяется охранное кольцо.

Когда поверхность образца приходит в движение, емкость измерительного конденсатора начинает изменяться и в цепи датчика появляется ток подзарядки, сила которого пропорциональна скорости изменения емкости, то есть скорости движения поверхности образца $W$:

$$i(t) = U\frac{dC_m}{dt} = \frac{\varepsilon A U}{4\pi x^2(t)}\frac{dx}{dt} = \frac{\varepsilon A U}{4\pi x^2(t)}W(t),$$

где $U$ — напряжение на источнике ЭДС, $\varepsilon$ — диэлектрическая постоянная, $A$ — площадь измерительного электрода, $x$ — расстояние между

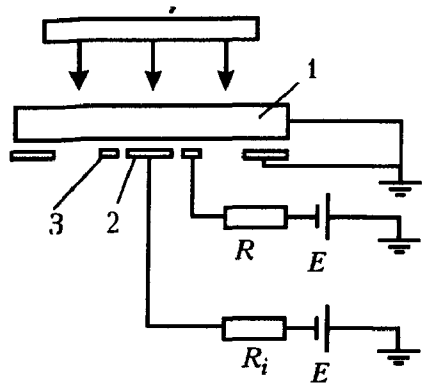


**Рис.2.13.** Схема опытов по регистрации скорости свободной поверхности образцов методом емкостного датчика: 1 – нагружаемый образец; 2 – измерительный электрод; 3 – охранное кольцо емкостного датчика; $E$ – источник ЭДС (конденсатор большой емкости); $R$ – сопротивление нагрузки.

обкладками в момент времени $t$, рассчитываемое интегрированием скорости в процессе обработки экспериментальной осциллограммы $i(t)$.

Метод является бесконтактным, поэтому его разрешающая способность ограничена, в принципе, лишь разновременностью выхода регистрируемого импульса нагрузки на поверхность образца в контролируемой датчиком области. В зависимости от требуемых разрешающей способности и полного времени регистрации диаметр измерительного электрода и расстояние между ним и поверхностью образца варьируется в пределах 5 – 25 мм и 1 – 6 мм соответственно. Реальная разрешающая способность датчика диаметром 5 мм составляла в опытах 10 – 20 нс. При напряжении на источнике, равном 3 кВ, характерный уровень сигнала емкостного датчика составляет единицы – десятки милливольт. С низким уровнем сигнала связана недостаточно высокая помехоустойчивость метода, что ограничивает возможности его применения.

**2.6.2. Магнитоэлектрический метод.** Регистрация профилей массовой скорости в диэлектрических материалах проводится магнитоэлектрическим методом [1,48]. С этой целью в образце устанавливается П-образный датчик из тонкой алюминиевой фольги. Экспериментальная сборка размещается в однородном магнитном поле таким образом, чтобы «перекладина» датчика, являющаяся его чувствительным элементом, была перпендикулярна направлению силовых линий поля и параллельна фронту ударной волны (рис.2.14). В импульсе нагрузки датчик увлекается в движение вместе с окружающим его веществом. При этом на его выводах наводится ЭДС магнитной индукции:

$$U_m(t) = - u(t)Bl_g,$$

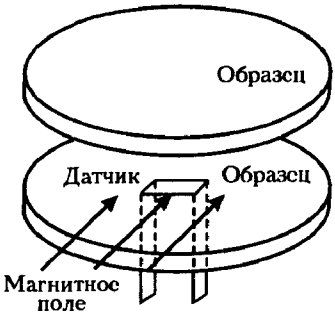


**Рис.2.14.** Схема регистрации профилей массовой скорости магнитоэлектрическим методом.

где $l_g$ — длина «перекладины» датчика (обычно ~ 10 мм), $B$ — магнитная индукция поля (~ 1 Тесла). Магнитоэлектрический метод регистрации профилей массовой скорости широко используется в экспериментах со взрывчатыми веществами. В качестве источников магнитного поля используются как стационарные, так и импульсные одноразовые соленоиды.

Значительно более компактный вариант магнитоэлектрического метода представляет собой осесимметричный магнитный датчик скорости [49], где используется постоянный твердотельный магнит. Осесимметричный датчик регистрирует движение металлической поверхности в неоднородном магнитном поле. Методика использовалась для измерений профилей массовой скорости в изоляторах, продуктах взрыва (в этих случаях фиксировалась скорость металлической фольги, размещенной внутри образца), а также для регистрации скорости движения поверхности металлической пластины. Принцип измерений заключается в следующем.

На оси образца на некотором удалении $z_s$ от контролируемой поверхности размещается компактный керамический магнит. При движении в неоднородном магнитном поле этого источника в проводнике возникают вихревые токи, что приводит к изменению поля. Коаксиально магниту на расстоянии $z_c$ от контролируемой поверхности установлен индуктивный датчик, представляющий собой кольцевой виток провода с радиусом $r_c$. Переменное магнитное поле наводит в датчике ЭДС индукции, по результатам регистрации которой может быть определена скорость движения плоского проводника. Искомый профиль скорости находится путем численного решения полной электродинамической задачи, исходными данными для которой, помимо измеренного сигнала электромагнитной индукции, являются

величины $z_s$, $z_c$, $r_c$ и пространственное распределение потока магнитной индукции в конкретных условиях эксперимента. Погрешность метода оценивается в ~ 2%, предельная разрешающая способность — одна наносекунда на 1 см диаметра индуктивного датчика (без учета отклонений фронта ударной волны от плоскости датчика).

Пространственное разрешение методов регистрации волновых профилей манганиновыми, емкостными и магнитоэлектрическими датчиками ограничено размерами чувствительных элементов. В лучшем случае это несколько миллиметров в плоскости фронта ударной волны. Так как фиксация волновых профилей проводится прямым осциллографированием, точность определения текущих параметров состояния вещества ограничена погрешностью амплитудных измерений регистрирующей аппаратуры. Существенно более высокими пространственно-временным разрешением и точностью измерений обладают методы регистрации движения свободных и контактных поверхностей с применением лазерной техники.

**2.6.3. Лазерные допплеровские измерители скорости.** Применение лазеров для измерений скорости вещества в экспериментах с ударными волнами основано на использовании эффекта Допплера. Так как при скорости движения отражающей поверхности ~ 100 — 1000 м/с эффект весьма мал (сдвиг длины волны излучения составляет ~ $10^{-3}$ — $10^{-2}$ Å), то для его фиксации используются двухлучевые или многолучевые интерферометры. При этом измерения принимают дифференциальный характер, что существенно повышает их точность. Высокое пространственное разрешение лазерных методов обеспечивается тем, что зондирующее излучение лазера фокусируется на исследуемом образце в пятно диаметром ~ 0,1 мм.

На рис.2.15 приведена схема лазерного допплеровского измерителя скорости VISAR [50, 51]. Фиксация изменений скорости отражающей поверхности с его помощью производится путем регистрации периодических изменений интенсивности (биений) при интерференции двух лучей когерентного света с близкими длинами волн. В данном случае интерферируют лучи света, отраженного от движущейся поверхности в разные моменты времени. Если скорость отражающей поверхности изменяется, то, вследствие сдвига по времени, величина эффекта Допплера для интерферирующих лучей оказывается различной. Регистрируемые фотоприемниками биения интенсивности имеют частоту, пропорциональную ускорению отражающей поверхности и величине относительного сдвига по времени.

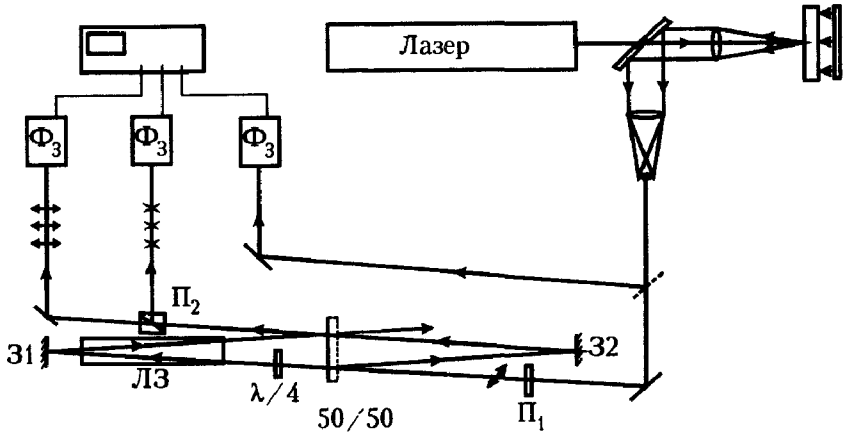


**Рис.2.15.** Схема регистрации волновых профилей лазерным допплеровским измерителем скорости: $З_1$, $З_2$ – 100%-е концевые зеркала; 50/50 – 50%-й светоделитель; ЛЗ – стеклянная линия задержки; $П_1$ – поляризатор, ориентированный под углом 45° к горизонтали; $П_2$ – поляризационный светоделитель; λ/4 – четвертьволновая пластина; $Ф_1$, $Ф_2$ – фотоприемники выходного излучения; $Ф_3$ – фотоприемник контроля интенсивности.

Идея метода реализована в приборе следующим образом. Излучение одночастотного лазера фокусируется на поверхности образца. Отраженный от контролируемой поверхности свет собирается линзой в квазипараллельный пучок и направляется в интерферометр. После сужения во входном телескопе пучок отраженного света расщепляется светоделителем на два луча равной интенсивности, которые направляются в оптически симметричные «плечи» интерферометра. Одно из плеч содержит стеклянную линию задержки, вследствие чего время двукратного прохождения света в этом плече больше, чем в противоположном, на некоторую величину $\Delta t$. После отражения от концевых зеркал оба луча возвращаются на светоделитель, где и происходит их интерференция. Для выполнения требования параллельности волновых фронтов рекомбинирующих лучей геометрические пути света в двух плечах интерферометра должны различаться на строго определенную величину:

$$\Delta l = l_d(1 - 1/n),$$

где $l_d$, $n$ – длина и показатель преломления линии задержки. В этом случае время задержки равно:

$$\Delta t = \frac{2l_d}{c}(n - 1/n),$$

где $c$ — скорость света в вакууме. Вследствие оптической симметрии данного интерферометра пространственная когерентность анализируемого излучения не требуется. Хороший интерференционный контраст получается даже при работе со светом, отраженным от рассеивающей, шероховатой поверхности, когда входящий в интерферометр пучок имеет пятнистую поперечную структуру.

Текущее значение монотонно изменяющейся скорости отражающей поверхности $W(t)$ определяется по числу зарегистрированных фотоприемниками биений интенсивности света $N(t)$ из соотношения [51]:

$$W(t) = \frac{\lambda}{2\Delta t}\frac{N(t)}{(1+\delta)}, \qquad \delta = \frac{n}{n^2 - 1}\lambda\frac{dn}{d\lambda},$$

где $\lambda$ — длина волны зондирующего излучения, $n$ — показатель преломления стекла линии задержки, $N$ может быть нецелым числом.

Для надежной фиксации изменений знака ускорения при немонотонном изменении $W(t)$ в приборе предусмотрена система поляризационного кодирования. Перед расщеплением в большом светоделителе пучок отраженного от образца света поляризуется под углом 45° к горизонтали. Одно из плеч интерферометра содержит четвертьволновую пластину, в которой происходит сдвиг приблизительно на 90° фазы вертикально поляризованного света относительно горизонтальной компоненты. После рекомбинации лучей на выходе из интерферометра пучок света расщепляется поляризационным светоделителем на две компоненты с вертикальной и горизонтальной поляризацией. Двумя фотоприемниками независимо регистрируются биения интенсивности каждой компоненты, которые оказываются также сдвинутыми по фазе друг относительно друга на 90°. В результате смена знака ускорения неизбежно будет зафиксирована по крайней мере одним фотоприемником по смене (вне экстремумов биений) знака изменения светового потока.

Изменение светового потока на выходе из интерферометра связано с изменением скорости отражающей поверхности синусоидальной зависимостью. Исходя из этого, текущие значения скорости могут быть определены из экспериментальных осциллограмм не только дискретно — подсчетом числа биений, но и измерением мгновенных значений относительных световых потоков в каждом канале регистрации в пределах отдельных биений. Благодаря контролю

интенсивности попадающего в прибор света и поляризационному кодированию погрешность измерений скорости, превышающей величину $\lambda/2\Delta t$, может быть снижена до ~ 1% и меньше. Наилучшая разрешающая способность по времени, достигнутая при измерении данным методом ширины фронта ударной волны в металлах, составила 2–3 нс [52].

Ограничения во временном разрешении двухлучевого интерферометра, связанные с частотными характеристиками регистрирующей аппаратуры, снижаются при использовании скоростных фотохронографов на базе электронно-оптического преобразователя [20, 53]. В этом случае разрешающая способность метода может достигать субнаносекундного уровня, причем экспериментальные регистрограммы становятся гораздо более наглядными и легче обрабатываемыми. Кроме того, метод становится менее чувствительным к колебаниям коэффициента отражения контролируемой поверхности и, как следствие, интенсивности поступающего в прибор света. С другой стороны, эффективность использования светового потока выше в вариантах с применением фотоэлектронных умножителей.

В варианте ORVIS [53] двухлучевой интерферометр настраивается таким образом, что рекомбинирующие пучки наклонены друг относительно друга на некоторый малый угол $\varphi$. В результате в поперечном сечении области интерференции образуется система полос, расстояние между которыми $d = \lambda/\sin\varphi$. При работе со светом, отраженным от движущейся поверхности, смещение полос на величину $d$ соответствует одному интерференционному биению, то есть, как и ранее, изменению скорости поверхности на величину $\lambda/2 \cdot \Delta t$. Эволюция системы интерференционных полос в процессе измерений регистрируется электронно-оптическим фотохронографом, работающим в режиме щелевой фоторазвертки. Из-за худших метрологических характеристик камер с ЭОП, их применение несколько увеличивает погрешность амплитудных измерений.

В обзоре [54] обсуждается лазерный измеритель скорости на базе интерферометра Фабри–Перо с регистрацией изменения положения интерференционных колец во времени при помощи высокоскоростного фотохронографа. Искомая скорость поверхности определяется по величине смещения интерференционных колец в фокальной плоскости выходной линзы интерферометра с использованием соотношений типа:

$$u(t) = \frac{c\lambda}{4h}\left[ i(t) + \frac{d^2(t) - d_{L0}^2}{d_1^2 - d_0^2} \right],$$

где $c$ — скорость света, $\lambda$ — длина волны излучения, $h$ — расстояние между зеркалами интерферометра Фабри — Перо, $d_0$, $d_1$ — исходные диаметры интерференционных колец нулевого и первого порядка интерференции, $d(t)$ — текущий диаметр рассматриваемого интерференционного кольца, $d_{L0}$ — диаметр ближайшего интерференционного кольца исходного излучения, $i$ — целое число возникнувших или исчезнувших колец. Расстояние $h$ между зеркалами интерферометра Фабри — Перо определяет его чувствительность к изменению скорости отражающей поверхности. С другой стороны, для многолучевой интерференции нужны многократные отражения между зеркалами, а это требует времени. Анализ «времени заполнения» дает для 70% асимптотического значения интенсивности формулу:

$$\Delta t = \frac{2h}{c}\left(\frac{-1{,}81}{\ln R}\right) = \frac{\lambda}{2u_f}\left(\frac{-1{,}81}{\ln R}\right),$$

где $u_f = c\lambda/4h$, $R \approx 0{,}96$ — коэффициент отражения зеркал интерферометра Фабри — Перо. Согласно этому выражению для $u_f \sim 400$ м/с получаем время заполнения и, соответственно, временное разрешение методики около 30 нс.

Лазерные интерферометрические измерители скорости вещества в ударных волнах применяются как для фиксации скорости движения свободной поверхности тела, так и для измерений волновых профилей внутри прозрачной среды или на поверхности контакта между исследуемым образцом и «окном» из прозрачного материала. При этом следует учитывать влияние ударного сжатия прозрачной среды на ее оптические характеристики и закономерности отражений света в ней от движущейся поверхности.

В случае работы с прозрачными средами зондирующее излучение проходит через поверхность окна, затем через движущийся фронт ударной волны, за которым вещество имеет измененный показатель преломления, после этого оно отражается внутри ударно-сжатого вещества и выходит наружу через фронт ударной волны и неподвижную поверхность. Переход каждой границы сопровождается изменением скорости света и его длины волны. В простейшем приближении можно принять, что разность длин оптического пути в веществе и в вакууме при одной и той же геометрической длине пути пропорциональна интегральной плотности вещества в пределах этой длины пути, выраженной числом атомов на 1 $см^3$, независимо от сжатия вещества. Это приближение называют моделью Гладстона — Дейла.

В этом случае величина Доплеровского сдвига длины волны излучения при его отражении в ударно-сжатой прозрачной среде в точности соответствует тому, которое имеет место при той же скорости в вакууме. Если же модель Гладстона – Дейла для выбранного оконного материала недостаточно точна, то в обработке интерферограмм должны быть учтены соответствующие поправки. В частности, основная расчетная формула для двухлучевого интерферометра принимает вид:

$$u(t) = \frac{\lambda N(t)}{2\Delta t(1+\delta)\,(1+\Delta\nu/\nu_0)},$$

где $\Delta\nu/\nu_0$ – частотная коррекция, связанная с влиянием сжатия на показатель преломления.

Интерферометр и регистрирующая аппаратура могут быть удалены от экспериментальной сборки на десятки метров. Применение волоконных световодов в качестве линий связи обеспечивает проведение измерений вне пределов прямой видимости объекта. Используются различные типы волоконно-оптических линий связи – с одним общим волокном для передачи излучения от лазера к мишени и обратно к интерферометру, с одним волокном для передачи излучения к объекту и вторым для передачи отраженного излучения, а также пучки из семи волокон, в которых центральное волокно служит для передачи излучения от лазера, а шесть остальных – для передачи отраженного излучения к системе регистрации. Так как между экспериментальной сборкой и регистрирующей аппаратурой нет электрической связи, лазерные методы обладают высокой электрической помехоустойчивостью.

## 2.7. Регистрация волновых профилей с применением преград-индикаторов

Наряду с измерениями кинематических параметров ударно-волнового процесса внутри исследуемого образца или на его поверхности, в экспериментальной практике для определения структуры волн сжатия и разрежения применяются различные методы фиксации затухания (или усиления) ударной волны в преградах-индикаторах из эталонных материалов [55–57]. Во многих случаях эволюция ударной волны в теле однозначно связана с формой профиля вводимого в него импульса нагрузки, но скорость эволюции ударной волны значительно меньше характерных градиентов параметров за ее фронтом. Это можно видеть из следующей оценки, выполненной в квазиакустическом приближении.

Скорость изменения давления вдоль траектории фронта ударной волны в преграде с учетом уравнения сохранения количества движения можно выразить как:

$$\left.\frac{dp}{dt}\right|_D = \frac{\partial p}{\partial t} + D\frac{\partial p}{\partial h} = \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 D\frac{\partial u}{\partial t},$$

где $D$ — скорость ударной волны. Принимая $p$, $u$-траекторию вещества за фронтом ударной волны совпадающей с его ударной адиабатой, и используя для последней обычное линейное соотношение $D = c_0 + bu$, заменим в этом выражении производную $\partial u/\partial t$ на

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{du}\frac{\partial u}{\partial t} = \rho_0(c_0 + 2bu)\frac{\partial u}{\partial t},$$

и получим:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t}\frac{bu}{D + bu}.$$

Иными словами, затухание ударной волны происходит в $(D + bu)/bu$ раз медленнее, чем спад параметров за ее фронтом. На уровне давлений порядка сотен килобар отношение между градиентами равно примерно 2—5, то есть регистрация эволюции ударной волны в преграде допускает использование менее быстродействующей методики для измерения с высоким разрешением волнового профиля на контактной границе. Среди различных методов измерения затухания ударной волны следует выделить два наиболее точных, получивших практическое применение для решения ряда исследовательских задач.

**2.7.1. Лазерный измеритель волновых скоростей.** Идея лазерного измерителя волновых скоростей (ЛИВС) [55] поясняется рис.2.16. Индикаторная преграда, размещаемая по ходу ударной волны непосредственно за образцом, представляет собой набор тонких полированных пластин из прозрачного материала, чаще всего — оргстекла.

Пакет пластин плотно сжимается с тем, чтобы толщины зазоров между ними не превышали нескольких микрон и не оказывали заметного влияния на ударно-волновой процесс в пакете. В направлении, перпендикулярном базовой плоскости, осуществляется зондирование пластин сфокусированным лазерным лучом. При этом каждая поверхность в пакете пластин отражает небольшое количество света, который принимается быстродействующим фотоэлектронным

преобразователем. Ударная волна закрывает зазоры между пластинами. Исчезновение отражающих поверхностей вызывает скачкообразное уменьшение света, поступающего в фотоприемник. Толщины пластин тщательно измеряются, поэтому определение интервалов времени между скачками интенсивности света, поступающего в фотоприемник, дает значения скорости ударной волны в каждой пластине пакета. Малые поперечные размеры зондирующего лазерного луча обеспечивают высокую точность измерений скорости ударной волны в преграде-индикаторе.

Метод ЛИВС активно используется для регистрации структуры детонационных волн и продемонстрировал достаточно высокую эффективность.

**2.7.2. Оптический метод исследования эволюции ударной волны.** Оптический или яркостный метод основан на фиксации свечения прозрачного адиабатически сжатого вещества за фронтом ударной волны [56, 57]. Яркость свечения является сильной функцией (в некоторых случаях — 3—4 степень) давления ударного сжатия, поэтому измерения оказываются весьма чувствительными к изменениям интенсивности ударной волны.

Обычно в качестве преграды-индикатора используют органические жидкости, в частности — бромоформ. Применение жидких преград позволяет легко получить идеальную границу раздела с образцом. Кроме того, при их использовании не возникает осложнений в интерпретации результатов измерений, связанных с упругопластическими свойствами индикатора. Ударные волны с давлением в сотни килобар разогревают органические жидкости до несколько тысяч градусов.

При таких температурах толщина излучающего слоя весьма мала и проходится ударной волной за единицы — десятки наносекунд.

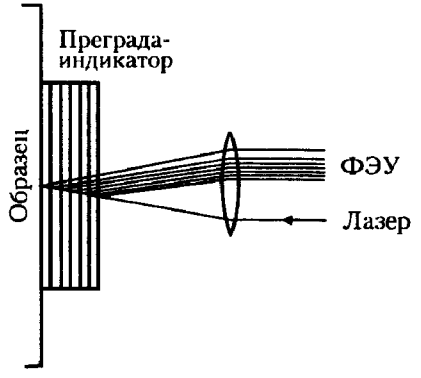


**Рис.2.16.** Схема лазерного измерителя волновых скоростей (ЛИВС).

Этим обусловливается высокое временное разрешение метода. Для уменьшения влияния перекосов применяют диафрагмирование светящейся области.

Излучение фронта ударной волны передается по световодам к фотоприемникам, выходные сигналы которых регистрируются высокоскоростными осциллографами.

Яркостный метод регистрации эволюции ударной волны в преграде-индикаторе используется для измерений скорости звука в сильных ударных волнах, структуры детонационных волн и ударных волн в веществах, претерпевающих при сжатии полиморфное превращение.

# ГЛАВА 3

# УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

## 3.1. Основные соотношения и модели

Рис.3.1 иллюстрирует основные закономерности упругопластического деформирования твердого тела в одномерных ударных волнах. В условиях стандартных испытаний при одноосно-напряженном состоянии идеализированная диаграмма деформирования имеет вид, подобный представленному на рис.3.1*а*. В данном случае:

$$-\sigma_т \le \sigma_x \le \sigma_т; \quad \sigma_y = \sigma_z = 0; \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z \ne 0.$$

До достижения предела текучести $\sigma_т$ реакция материала на нагрузку имеет чисто упругий характер: $\sigma_x = E\varepsilon_x$, в пластической области $\sigma_x = \sigma_т$. При изменении направления деформирования на обратное материал вновь ведет себя упруго до выполнения условия текучести в области напряжений обратного знака.

В плоских волнах сжатия и разрежения условия нагружения характеризуются одномерной деформацией: $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$; $\sigma_y = \sigma_z \ne 0$. Изменение напряженного состояния в цикле сжатие-разрежение для этого случая показано на рис.3.1*б*. В упругой области продольная сжимаемость материала:

$$-\frac{1}{V}\frac{dV}{d\sigma_x} = \frac{1}{K + 4G/3}$$

ниже объемной сжимаемости:

$$-\frac{1}{V}\frac{dV}{dp} = \frac{1}{K}.$$

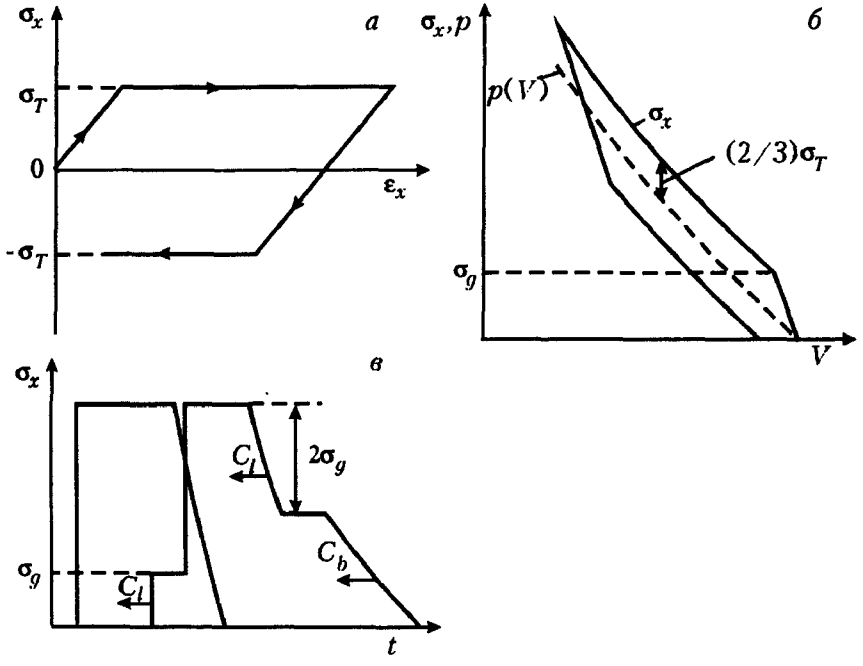


**Рис.3.1.** Диаграммы деформирования упругопластического тела: *а* – случай одноосно напряженных состояний; *б* – одноосная деформация; *в* – эволюция импульса сжатия в упругопластическом материале.

Условие текучести выполняется при $|\tau| = \frac{1}{2}\sigma_т$ или, с учетом равенства $(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)/3 = p$ – при:

$$|\sigma_x - p| = \frac{2}{3}\sigma_т.$$

Продольная сжимаемость в пластической области равна объемной. Таким образом, состояния упругопластического тела в плоских волнах сжатия и разрежения отклоняются по напряжению от соответствующей гидростатической кривой $p(V, T)$ на величину, доходящую до $2/3\sigma_т$. Переход от упругого к пластическому деформированию происходит при напряжении:

$$\sigma_x = \sigma_g = \sigma_т(K/2G + 2/3).$$

Участок упругой деформации при разгрузке имеет величину $2\sigma_g$, так как в волне разрежения происходит уменьшение величины сдвиговых напряжений до нуля, затем происходит смена знака при $\tau$ и возрастание абсолютной величины $\tau$ до предельного значения $|\tau_т| = \frac{\sigma_т}{2}$. После завершения цикла одномерной деформации сжатие--разгрузка в образце должна наблюдаться остаточная деформация [1]:

$$\bar{\varepsilon}_x = 2\,\sigma_g/3K.$$

На рис.3.1*в* показана эволюция первоначально прямоугольного импульса сжатия в идеализированном упругопластическом материале. Из-за различия продольных сжимаемостей в упругой и пластической областях деформирования, волны сжатия и разрежения расщепляются с выделением упругих предвестников, распространяющихся со скоростью продольных звуковых волн:

$$c_l = \sqrt{(K + 4G/3)/\rho}.$$

Скорость распространения возмущений в пластической области определяется «объемной» скоростью звука:

$$c_b = \sqrt{K/\rho}.$$

С наличием упругих предвестников разрежения связано ускоренное (по сравнению с гидродинамическим) затухание ударных волн.

Упрощенная модель идеального упругопластического тела не описывает все многообразие особенностей деформирования материалов различных классов. С некоторыми уточнениями модель упругопластического тела удовлетворительно описывает поведение металлов. В других случаях более оправдана модель квазиупругопластического тела, согласно которой в процессе деформации материал теряет некоторую часть сдвиговой прочности, но продолжает сохранять заметное сопротивление сдвигу в пластической области (рис.3.2). В случае упруго-изотропного тела материал катастрофически теряет почти всю сдвиговую прочность, его ударная адиабата выше предела упругости приближается к кривой всестороннего сжатия.

Экспериментальная регистрация волновых профилей обеспечивает возможность выявления характера деформирования данного материала в условиях ударно-волнового нагружения, а также определения зависимости «продольной» и «объемной» скоростей звука (и, следовательно, модулей упругости) и предела текучести от

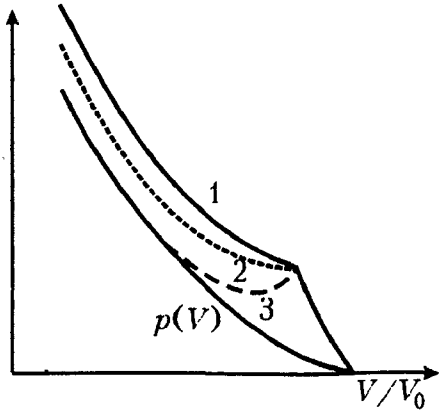


**Рис.3.2.** Диаграммы деформирования упругопластического (1), квазиупругопластического (2) и упруго-изотропного (3) тела.

давления ударного сжатия. Реальные волновые профили, конечно, несколько отличаются от идеализированных конфигураций, показанных на рис.3.1, 3.2. Прежде, чем обсуждать специфические особенности ударно-волновых процессов, следует заметить, что рассмотренные идеализации исключают из рассмотрения ряд известных факторов.

Вследствие нелинейности сжимаемости скорость пластической ударной волны $D$ возрастает с увеличением давления и при $D \geq c_l$ двухволновая конфигурация сжатия исчезает.

Деформирование металлических материалов сопровождается возрастанием напряжения течения $\tau$ в пластической области. Это явление называется деформационным упрочнением. Деформационное упрочнение может вызывать искажение формы упругого предвестника. Для примера рассмотрим закон упрочнения в виде:

$$\tau = \tau_0 + q\gamma_{p1}^n. \qquad (3.1)$$

Здесь $\gamma_{p1} = \gamma - \tau/G = \varepsilon_x - \tau/G$ — пластическая деформация сдвига, $q$ = const, показатель упрочнения $n < 1$. Дифференцирование (3.1) дает:

$$\frac{d\tau}{d\gamma_{p1}} = \frac{nq}{\gamma_{p1}^{1-n}}.$$

Производная стремится к бесконечности при $\gamma_{p1} \to 0$, что означает отсутствие изломов на диаграмме деформирования при переходе от упругой к пластической области. В результате между упругой и пластической ударными волнами появляется дисперсионный участок,

где имеет место непрерывное уменьшение скорости распространения возмущений по мере увеличения $\sigma_x$.

В ряде металлических сплавов наблюдается эффект Баушингера, который можно определить как временное разупрочнение материала при изменении направления деформирования на обратное [2, 3]. Количественное описание эффекта Баушингера основывается на различных модификациях структурной модели Мазинга, согласно которой неоднородная среда представляется набором параллельно работающих элементов с различными пределами упругости. Феноменологический подход к описанию в расчетах эффекта Баушингера с введением эффективного модуля сдвига как функции истории нагружения и текущих девиаторных напряжений обсуждается в [4]. Эффект Баушингера приводит к асимметрии диаграммы деформирования в цикле сжатие-разгрузка и соответствующему искажению волнового профиля.

Вследствие ограниченности скорости движения и размножения носителей пластической деформации (дислокаций) напряжение течения возрастает с увеличением скорости деформирования. Феноменологически зависимость напряжения течения от скорости деформирования трактуется как проявление «вязкости» или релаксации напряжений в твердом теле. Динамика деформирования релаксирующих сред описывается различными моделями упруговязкопластического тела [5 – 7]. Простейшей из них является модель Максвелла, включающая последовательно упругий $G$ и вязкий $\eta$ элементы (рис.3.3*а*). Общая деформация $\gamma$ в этой модели есть сумма упругой $\gamma_{упр}$ и пластичной (вязкой) $\gamma_{пл}$ компонент:

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial \gamma}{\partial t} = \dot{\gamma}_{упр} + \dot{\gamma}_{пл} = \frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta}, \qquad (3.2)$$

где $\eta$ – коэффициент вязкости. При мгновенном приложении нагрузки деформация в первый момент локализуется в упругом элементе, затем развивается вязкая деформация, сопровождающаяся релаксацией напряжения. В другом характерном случае фиксированной скорости деформирования $\dot{\gamma}$ напряжение монотонно возрастает от нуля до некоторой предельной величины, определяемой коэффициентом вязкости и скоростью деформирования:

$$\tau = \eta\dot{\gamma}\,(1 - e^{-Gt/\eta}).$$

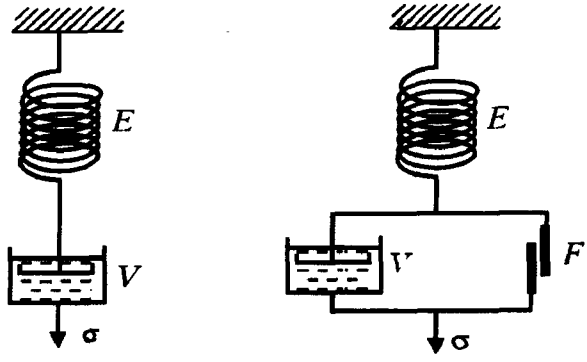


**Рис.3.3.** Реологические модели упруговязкой деформации: $E$ – упругий элемент; $V$ – элемент с вязкостью; $F$ – элемент трения.

Отношение коэффициента вязкости к модулю сдвига $\eta/G$ в данной модели есть время релаксации – параметр, часто используемый в качестве характеристики упруговязкой среды.

Упруговязкий характер деформирования твердого тела приводит к появлению ряда специфических особенностей эволюции импульсов ударной нагрузки [5]. Для упруговязких сред характерно формирование релаксационных зон, в которых ассимптотически достигаются конечные состояния, непосредственно за участками с большими градиентами параметров. Упругий предвестник ударной волны в такой среде уменьшает свою амплитуду по мере распространения.

Рассмотрим затухание ударной волны в упруговязкой среде более подробно, для чего выпишем частные производные скорости и напряжения на ее фронте вдоль $h$, $t$-траектории [8]. С учетом законов сохранения массы и количества движения (1.7):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_x}{\mathrm{d}h} = \frac{\partial\sigma_x}{\partial h} + \frac{1}{D_e}\frac{\partial\sigma_x}{\partial t} = -\rho_0\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{D_e}\frac{\partial\sigma_x}{\partial t},$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}h} = \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{D_e}\frac{\partial u}{\partial t},$$

где $D_e$ – скорость упругого предвестника. Исключая отсюда $\dfrac{\partial u}{\partial t}$, получим с учетом (3.2):

$$\rho_0 D_e \frac{du}{dh} + \frac{d\sigma_x}{dh} = \frac{c_l^2(V) - D_e^2}{c_l^2(V) D_e} \dot{\sigma}_x - D_e \frac{\rho_0^2 \tau}{\rho \eta}. \qquad (3.3)$$

Так как $c_l(V) > D_e$, то из (3.3) следует, что ударная волна в релаксирующей среде может затухать даже в том случае, когда напряжение за ее фронтом возрастает. В акустическом приближении $c_l(V) = D_e = c_l(V_0)$, $\rho \approx \rho_0$ и (3.3) упрощается к виду:

$$\frac{d\sigma_x}{dh} = \frac{\rho_0 c_l \tau}{2\eta}; \quad \sigma_x = \sigma_0 \exp\left(-\frac{G}{2c\eta} h\right). \qquad (3.4)$$

Возможности применения модели упруговязкого тела расширяются введением параллельно вязкому элементу элемента трения (тело Шведова – Бингама – рис.3.3*б*) и нелинейной вязкости [6]. В частности, известно, что для широкого круга металлических материалов зависимость напряжения течения от скорости деформирования в диапазоне $10^{-3} < \dot{\gamma} < 10^3$ с$^{-1}$ с достаточно точно описывается соотношением [9, 10]:

$$\tau = \tau_s + \beta \ln \dot{\gamma}, \qquad (3.5)$$

где $\tau_s$ – напряжение течения при квазистатическом деформировании. В этом случае:

$$\eta = \frac{d\tau}{d\dot{\gamma}} = \beta \exp\left(-\frac{\tau - \tau_s}{\beta}\right). \qquad (3.6)$$

Дальнейшая детализация описания упруговязких деформаций достигается использованием микроскопических, главным образом – дислокационных моделей, учитывающих историю нагружения.

Таким образом, сопротивление деформированию при ударно-волновом нагружении твердого тела определяется целым рядом факторов. Полный расчет процесса интенсивного импульсного воздействия должен учитывать изменение модулей упругости и предела текучести под действием давления и температуры, влияние скорости деформирования, деформационного упрочнения и и эффекта Баушингера на напряжение течения. К сожалению, в настоящее время невозможно описать свойства материалов в этих условиях, основываясь только на результатах стандартных квазистатических испытаний. По этой причине информация о прочностных характеристиках материалов, необходимая для расчетов интенсивных импульсных воздействий, извлекается из экспериментов с ударными волнами.

### 3.2. Модули упругости и скорости звука в ударно-сжатых металлах

С ростом давления и температуры в импульсе нагрузки изменяются упругие и прочностные характеристики материала. Значения изэнтропических модулей упругости ударно-сжатого вещества определяются из соотношения между измеренными в экспериментах величинами объемной $c_b$ и продольной $c_l$ скоростей звука.

Способы измерения скоростей звука в ударно-волновых экспериментах [11 – 19] поясняются диаграммой расстояние $x$ – время $t$ на рис.3.4. Нагружение образца осуществляется ударом пластины. В наиболее наглядном варианте в двух сечениях образца одновременно регистрируются профили напряжения $\sigma_x(t)$. Зная расстояния между датчиками и определив по экспериментальной осциллограмме промежутки времени между моментами прихода на первый и второй датчики фронтов ударной волны и волны разрежения, легко найти скорость ударной волны $D$ и скорость фронта волны разрежения, распространяющейся по сжатому веществу. В упругопластическом теле головная часть разгрузки есть чисто упругая волна, фронт которой распространяется с продольной скоростью звука или, в Лагранжевых координатах, – со скоростью $a_l = c_l\rho/\rho_0$. Если значения скорости ударной волны и толщины ударника в момент соударения точно известны из независимых измерений, то для определения $a_l$ достаточно одного профиля $\sigma_x(t)$. Наконец, величина $a_l$ может быть найдена измерением расстояния, на котором начинается затухание ударной волны.

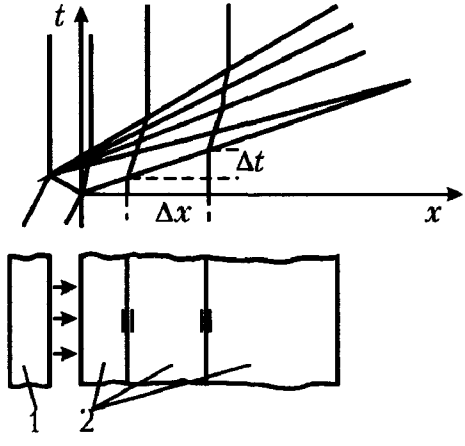


**Рис.3.4.** Схема измерений скорости фронта волны разрежения: 1 – ударник; 2 – пластины образца; $\Delta x$ – расстояние между датчиками; $\Delta t$ – промежуток времени между моментами прохождения фронта волны разрежения через датчики.

В последнем варианте особенно плодотворным оказалось применение оптического метода преград-индикаторов [20], где регистрируется свечение ударной волны в толстом слое органической жидкости или другого прозрачного материала, размещенном непосредственно за плоским образцом исследуемого материала. Эксперименты проводятся с образцами ступенчатой формы, чем обеспечивается возможность измерений с несколькими соотношениями толщин ударника и образца в одном опыте. Интенсивность излучения, испускаемого ударно-сжатым веществом преграды-индикатора постоянна до того момента, когда волна разрежения догоняет ударную волну в преграде, после чего интенсивность излучения начинает спадать. Длительность интервала времени между моментами появления и начала спада интенсивности излучения является линейно убывающей функцией толщины образца; экстраполяция этой функции к нулевой длительности дает толщину, при которой волна разрежения догоняет ударную волну как раз на поверхности образца. В случае симметричного удара определение скорости фронта волны разрежения в ударно-сжатом образце после этого не представляет затруднений. Метод оказался весьма точным и особенно эффективным в области больших давлений ударного сжатия.

Значения изэнтропических модулей упругости находятся из соотношения объемной и продольной скоростей звука. В области умеренных давлений ударного сжатия величина объемной скорости звука с удовлетворительной точностью рассчитывается из следующего простого приближения. Экспериментально установлено, что в координатах давление—массовая скорость изэнтропы разгрузки ударно-сжатых металлов отклоняются от ударной адиабаты или ее зеркального отражения не более, чем на 3% при давлениях по крайней мере до 50 ГПа [21]. В приближении совпадения ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки в координатах $p$, $u$ получим с учетом (1.3), (1.5):

$$\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}u}\right)_s = \rho_0 a_b = \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}u}\right)_H = \rho_0(c_0 + 2bu), \tag{3.7}$$

где $(\mathrm{d}p/\mathrm{d}u)_s$ и $(\mathrm{d}p/\mathrm{d}u)_H$ — соответственно производные вдоль изэнтропы и ударной адиабаты. Из (3.7) с учетом (1.4) следует:

$$c_b = a\frac{V}{V_0} = \frac{V}{V_0}(c_0 + 2bu) = \frac{V}{V_0}\sqrt{c_0^2 + 4bp/\rho_0}. \tag{3.8}$$

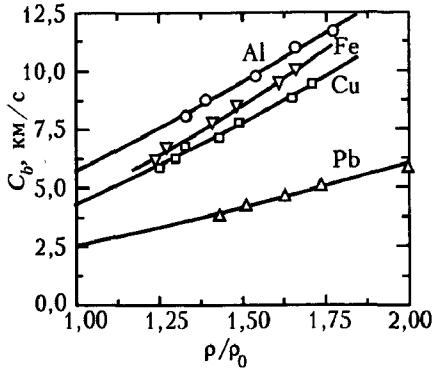


**Рис.3.5.** Сопоставление экспериментальных [21, 22] и рассчитанных по (3.8) значений объемной скорости звука в зависимости от степени сжатия в ударной волне.

На рис.3.5 значения объемной скорости звука, рассчитанные по (3.8), сопоставляются с экспериментальными данными [21, 22] для алюминия, железа, меди и свинца. Приемлемое согласие расчета по (3.8) с результатами измерений свидетельствует о широкой применимости квазиакустического приближения [23] для описания ударно-волновых процессов в конденсированных средах. Согласно квазиакустическому приближению скорость ударной волны есть средняя величина лагранжевых скоростей звука за и перед ее фронтом.

Результаты измерений продольной скорости звука в ударно-сжатом алюминии [11 – 17] представлены на рис.3.6. Там же приведены результаты расчета $c_b(p)$ и $c_l(p)$. За величину продольной скорости звука принималась скорость фронта волны разрежения. Ее расчетные значения получены с использованием соотношения (3.8) и предположения о постоянства коэффициента Пуассона ν. В этом случае:

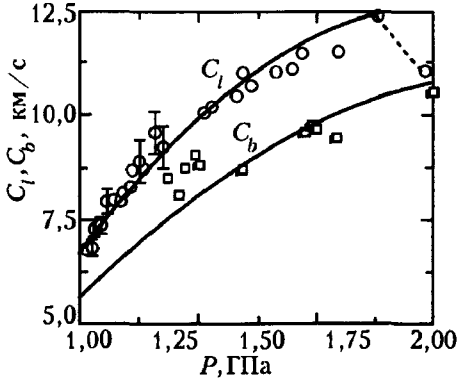


**Рис.3.6.** Зависимость продольной ($C_l$) и объемной ($C_b$) скоростей звука в алюминии от давления ударного сжатия по данным работ [11 – 17]. Кривые – расчет по (3.8).

$$\frac{c_l(p)}{c_b(p)} = \frac{c_l(p=0)}{c_b(p=0)} = \sqrt{3(1-\nu)/(1+\nu)}.$$

Из рисунка видно, что рассчитанные зависимости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при давлениях ударного сжатия до 125 ГПа, выше которого измеренная скорость фронта волны разрежения в алюминии уменьшается и при $p$ = 150 ГПа становится равной объемной скорости звука. Исчезновение различия между продольной и объемной скоростями звука объясняется плавлением вещества в ударной волне.

Метод определения точки плавления на ударной адиабате сопоставлением скорости фронта волны разрежения и объемной скорости звука впервые был реализован в работе [24] и в настоящее время успешно используется для широкого класса материалов. Поскольку плавление в ударной волне для большинства веществ, представляющих интерес, происходит в мегабарном диапазоне давлений, измерения скорости фронта волны разрежения проводятся методом преград-индикаторов.

В приближении постоянства коэффициента Пуассона с учетом (3.8) получаем следующие соотношения для расчета зависимости модулей упругости и продольной скорости звука от давления:

$$K = \rho c_b^2 = \gamma(K_0 + 4bp),$$

$$G = \gamma[G_0 + 6bp(1-2\nu)/(1+\nu)],$$

$$c_l = \gamma[c_{l0} + 12bp(1-\nu)/(1+\nu)\rho_0]^{1/2}$$

$$\gamma = \rho_0/\rho.$$

Сопоставление этих оценочных формул с экспериментальными данными для алюминия, меди и титана при давлениях ударного сжатия до 100 ГПа показывает, что их погрешность доходит до 5% для $c_b$, $c_l$ и до 30% для $G$. В случае железа, сталей и других материалов, претерпевающих при сжатии перестройку кристаллической структуры, коэффициент Пуассона не является постоянным и данные оценочные соотношения применимы только для области давлений ниже полиморфного превращения.

### 3.3. Динамический предел упругости

Регистрация структуры волн сжатия дает необходимую информацию о динамическом пределе упругости материала в микросекундном диапазоне длительностей нагрузки. На рис.3.7 приведены

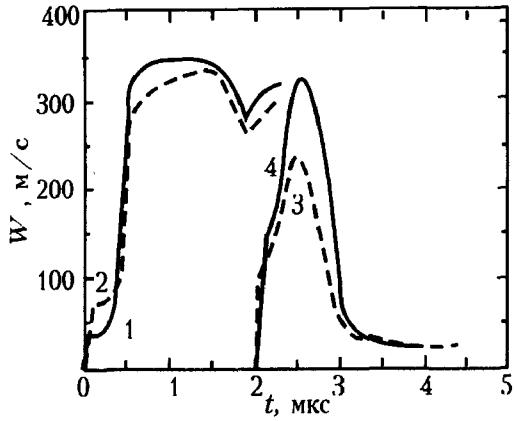


**Рис.3.7.** Экспериментальные профили скорости свободной поверхности образцов армко-железа (1), стали ХВГ (2), стали 35Х3НМ (3) и титанового сплава ВТ6 (4).

профили скорости свободной поверхности $W(t)$ железа, сталей и титанового сплава [25–27], полученные в условиях нагружения образцов ударом алюминиевой пластины со скоростью 450–700 м/с. Все волновые профили достаточно четко демонстрируют расщепление ударной волны в области упругопластического перехода. Фиксируется выход на поверхность образца упругого предвестника, распространяющегося со скоростью $c_l$, пластической ударной волны, скорость которой несколько превышает объемную скорость звука $c_b$, и волны разрежения. По скачку скорости поверхности в упругом предвестнике $W_g$ рассчитывается продольное напряжение за его фронтом или упругий предел Гюгонио $\sigma_g = \rho_0 c_l W_g/2$. Максимальное сдвиговое напряжение за фронтом упругого предвестника равно $\tau_т = 0{,}75\sigma_g(1 - c_b^2/c_l^2)$; динамический предел текучести $\sigma_т$ определяется как удвоенное значение максимального сдвигового напряжения. Для металлических материалов величина динамического предела текучести обычно в 1,5–2 раза превышает значение предела текучести в квазистатических условиях нагружения [21]. Результаты измерений динамических пределов текучести ряда металлических сплавов суммированы в табл.3.1.

На профилях $W(t)$ титана ВТ6 и термообработанной стали 35Х3НМ фиксируется область плавного нарастания параметров между упругой и пластической волнами. Так как существенной зависимости скачка скорости в упругой волне от пройденного расстояния в опытах с этими материалами не обнаружено, есть все основания связать нарастание параметров за фронтом упругого предвестника

с деформационным упрочнением. Параметры начальной стадии упрочнения можно оценить количественно. В частности, для закона упрочнения в виде:

$$\tau = \tau_0 + q\gamma_{\text{пл}}^{1/2}. \qquad (3.9)$$

Таблица 3.1

**Динамические пределы упругости материалов**

| Материал | $\rho_0$, г/см$^3$ | $C_b$, км/с | $C_1$, км/с | $\sigma_g$, ГПа | $\sigma_т$, ГПа | Литерат. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Алюминий 2024 | 2,78 | 5,25 | 6,36 | 0,6 | 0,29 | [130] |
| Алюминий АМг6М | 2,61 | 5,3 | 6,4 | 0,38 | 0,18 | [131] |
| Магний Ма1 | 1,75 | 4,5 | 5,6 | 0,2 | 0,1 | |
| Титан ВТ6 | 4,45 | 5,11 | 6,15 | 2,0 | 0,92 | [132] |
| Вольфрам | 19,27 | 4,02 | 5,22 | 4,0 | 2,4 | [130] |
| Вольфрам – никель – железо (98,5 – 0,5 – 1%) | 18,69 | 3,95 | 5,14 | 2,4 | 1,5 | [130] |
| Уран – молибден (98/2%) | 18,61 | 2,46 | 3,33 | 2,1 | 1,4 | [130] |
| Сталь 1018 | 7,86 | 4,63 | 5,92 | 1,4 | 0,82 | [130] |
| Сталь 40Х | | | | | | |
| тверд. 17 – 19 HRC | 7,82 | 4,65 | 5,66 | 1,7 | 0,83, | |
| тверд. 45 – 49 HRC | 7,78 | 4,6 | 5,50 | 2,2 | 1,00 | |
| Нержавеющая сталь 304 | 7,89 | 4,51 | 5,77 | 0,2 | 0,12 | [130] |
| Сталь 35х3НМ | 7,85 | 4,60 | 5,88 | 2,3 | 1,3 | [25] |
| Нержавеющая сталь Х18Н10Т | 7,9 | 4,57 | 5,74 | 0,45 | 0,26 | |
| Карбид вольфрама | 15,01 | 4,98 | 6,75 | 4,6 | 3,1 | [130] |
| BeO | 2,84 | 8,14 | 11,54 | 8,2±1 | 6,2 | [73] |
| Сапфир | 3,98 | – | – | 12...21 | – | [80] |

Константу упрочнения можно найти как:

$$q = \left[ -\frac{9}{16} \frac{(a_\sigma^2 - a_b^2)^3 \rho_0}{a_\sigma^2 \mathrm{d}a_\sigma / \mathrm{d}\sigma_x} \right]^{1/2},$$

где $a_\sigma = (\mathrm{d}h/\mathrm{d}t)_{\sigma = \text{const}}$ – фазовая скорость распространения фиксированных уровней напряжения. В предположении выполнимости правила удвоения массовой скорости при отражении волны сжатия от свободной поверхности:

$$a_\sigma = \frac{h_0}{h_0/c_l + \Delta t(W)}, \qquad \frac{da_\sigma}{dW} = -\frac{a_\sigma^2/h_0}{\dot{W}}, \qquad \frac{da_\sigma}{d\sigma_x} = -2a_\sigma/\rho_0 h_0 \dot{W},$$

где $h_0$ – толщина образца, $\dot{W} = \partial W/\partial t$ – крутизна экспериментального профиля $W(t)$ за фронтом упругого предвестника, $\Delta t$ – промежуток времени от фронта предвестника до рассматриваемого участка волны сжатия. Более детальный анализ с учетом взаимодействия падающей и отраженной волн дает поправку в определении $q$, величина которой не превышает 10%.

Обработка экспериментальных данных показывает, что начальные участки деформационного упрочнения стали 35Х3НМ и титана ВТ6 описываются зависимостями:

$$\tau = \left(0{,}62 + 4{,}3\sqrt{\gamma_{пл}}\right) \text{ГПа}, \qquad \tau = \left(0{,}46 + 2{,}7\sqrt{\gamma_{пл}}\right) \text{ГПа}.$$

Выражение (3.9) для деформационного упрочнения удовлетворительно выполняется при малых деформациях. Расчет констант $\tau_0$, $q$ может быть полезен, например, для определения часто используемого условного предела текучести $\sigma_{0,2}$ (напряжения, соответствующего величине пластической деформации 0,2%)

На волновых профилях для титана и высокопрочной стали (рис.3.7) видно, что после разгрузки скорость поверхности не возвращается к нулевому значению. Гистерезис скорости объясняется гистерезисом цикла упругопластического деформирования. Вследствие различия продольных сжимаемостей в упругой и пластической областях деформирования остаточная массовая скорость в средних сечениях образца после прохождения полного импульса нагрузки составляет:

$$u_1 = \sigma_g(c_l - c_b)/\rho_0 c_l c_b.$$

После отражения импульса нагрузки от свободной поверхности внутренние слои образца проходят через цикл растяжения, после чего их скорость становится равной:

$$u_2 = u_1 + 2\frac{\sigma_g(c_l - c_b)}{\rho_0 c_l c_b} = 3\frac{\sigma_g(c_l - c_b)}{\rho_0 c_l c_b}.$$

Остаточная скорость поверхности после завершения отражения падающего импульса должна установиться равной скорости внутренних сечений образца, то есть $u_2$.

На рис.3.8 сопоставляются результаты измерений профилей продольного напряжения $\sigma_x(t)$ при динамическом нагружении образцов

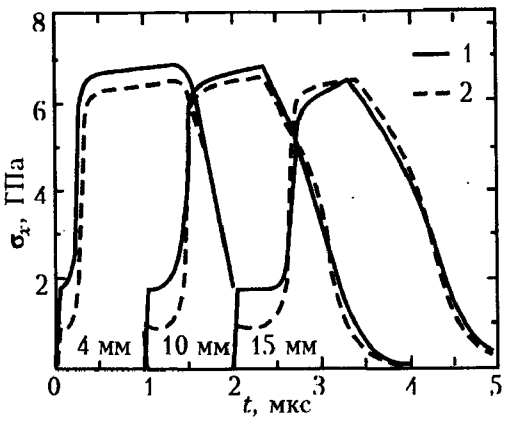


**Рис.3.8.** Эволюция импульса сжатия в стали ХВГ (1) и армко-железе (2). Нагружение ударом алюминиевой пластины толщиной 5 мм со скоростью 590 м/с.

армко-железа [26] и стали ХВГ [27]. Хотя четкое выделение упругих предвестников в волне разрежения не фиксируется, из рисунка видно, что деформация более прочной стали сопряжена с более высокими, чем в случае железа, девиаторными напряжениями во всем цикле ударноволнового сжатия и разгрузки. Значения текущих напряжений сдвига могут быть определены по отклонению траектории изменения состояния $\sigma_x(V)$ материала в импульсе нагрузки от кривой всестороннего сжатия $p(V)$. Траектория изменения состояния рассчитывается по результатам измерений в приближении простой волны путем интегрирования измеренных значений фазовой скорости $a_\sigma(\sigma_x)$:

$$V(\sigma_x) = V_0 + \int_{\sigma_{x0}}^{\sigma_x} \frac{d\sigma_x}{\rho_0^2 a_\sigma^2(\sigma_x)},$$

где $V_0$ — начальный удельный объем вещества. Зависимость $a_\sigma(\sigma_x)$ строится непосредственно по результатам измерений волновых профилей $\sigma_x(t)$ в нескольких сечениях образца. В качестве кривой всестороннего сжатия используется ударная адиабата или изэнтропа вещества.

Полученные таким образом диаграммы деформирования железа и двух сталей показаны на рис.3.9. Сдвиговые напряжения определялись как:

$$\tau = \frac{3}{4}\left[\, \sigma_x(V) - p(V) \,\right],$$

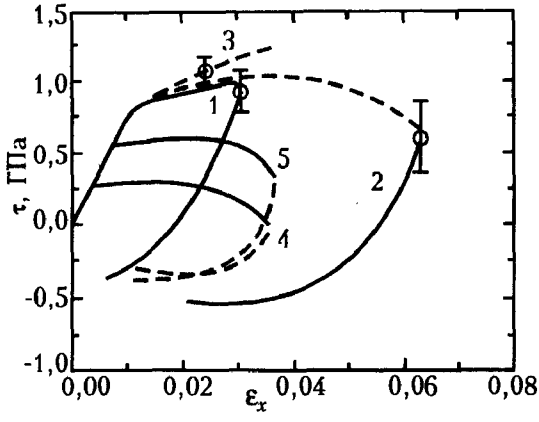


**Рис.3.9.** Диаграммы деформирования стали 35Х3НМ в импульсах нагрузки с амплитудой 6,5 ГПа (1) и 13,2 ГПа (2); 3 – кривая упрочнения по (3.9); 4, 5 – диаграммы деформирования армко-железа и стали ХВГ [25].

деформация в осевом направлении $\varepsilon_x$ рассчитывалась по соотношению:

$$\varepsilon_x = -\int_{V_0}^{V} \frac{dV}{V} = -\ln \frac{V}{V_0}.$$

Диаграммы деформирования сталей демонстрируют существенную роль эффекта Баушингера в цикле сжатие-разгрузка. Несколько неожиданные результаты дало построение диаграммы деформирования армко-железа. Хотя погрешность таких построений значительна, есть достаточное основание утверждать, что за ударной волной наблюдается приближение напряженного состояния к изотропному. Заметим, что и в стали с увеличением амплитуды импульса нагрузки наблюдается тенденция к уменьшению девиаторных напряжений за пластической ударной волной.

Установление факта превышения динамического предела текучести над его величиной в условиях квазистатического нагружения побуждает к более детальному изучению зависимости предела текучести от скорости деформирования. На рис.3.10 приведены результаты измерений амплитуды упругого предвестника ударной волны в армко-железе в зависимости от пройденного им расстояния [28]. Падение амплитуды предвестника по мере его распространения свидетельствует о значительной релаксации напряжений за его фронтом. Из рисунка видно, что изменение $\sigma_g$ с расстоянием удовлетворительно описывается логарифмической зависимостью:

$$\sigma_g = \bar{\sigma} - g \ln (x/x_0), \qquad (3.10)$$

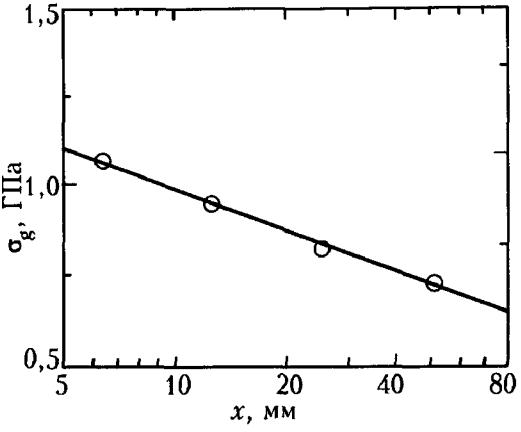


**Рис.3.10.** Затухание упругого предвестника волны сжатия в армко-железе [14] по мере распространения.

где $\bar{\sigma}$ и $g$ – константы. Скорость пластической деформации за фронтом предвестника с учетом (3.4), (3.10) определяется как:

$$\dot{\gamma}_{\text{пл}} = -\frac{\dot{V}}{V_0} - \frac{\dot{\tau}}{G} = -\frac{2}{\rho_0 c_l}\frac{d\sigma_g}{dx} = \frac{2g}{\rho_0 c_l x} \qquad (3.11)$$

и составляет в данном случае $10^2 - 10^3$ с$^{-1}$. Из (3.10), (3.11) мгновенное значение коэффициента вязкости выражается в виде:

$$\eta = \frac{d\tau}{d\dot{\gamma}} = \frac{d\tau}{dx}\frac{dx}{d\dot{\gamma}_{\text{пл}}} = \frac{Gx_0}{2c_l}\exp\left(\frac{G\bar{\sigma} - \rho_0 c_l^2 \tau}{G \cdot g}\right),$$

что практически совпадает с (3.6).

Имеется очень ограниченное количество экспериментальных данных о влиянии температуры на упругие предвестники ударных волн. Опыты с образцами железа, охлажденными до 76° K или нагретыми до 573° K [29] показали, что изменение температуры в этих пределах не влияет на величину $\sigma_g$, в то время как в условиях квазистатического деформирования предел текучести в данном температурном интервале изменяется в 3–4 раза. Атермический характер динамической деформации железа связывается с его двойникованием в волнах сжатия. С другой стороны, в экспериментах с дюралюминием [30] наблюдалось уменьшение амплитуды упругого предвестника вдвое при увеличении температуры образца от 283° K до 473° K.

### 3.4. Структура пластических ударных волн

В ударных волнах реализуются максимально возможные скорости деформирования. Так как для стационарных ударных волн диаграмма деформирования совпадает с волновым лучом $\sigma_x = \rho_0 D^2(1 - V/V_0) = \rho_0 D^2(1 - \varepsilon_x)$, то измерения скорости сжатия в пластических ударных волнах непосредственно дают уникальную возможность оценить значения коэффициента вязкости вещества при скоростях деформирования $10^4 - 10^8$ с$^{-1}$ и более.

Современная экспериментальная физика ударных волн располагает методами измерения кинематических параметров с достаточно высоким временным разрешением. В основном, для анализа структуры ударных волн используются профили массовой скорости, полученные с помощью лазерных интерферометрических измерителей скорости, которые имеют наносекундное временное разрешение. На рис.3.11 показаны профили волн сжатия в алюминиевом сплаве 6061 Т6, полученные с применением лазерного интерферометра [31]. Резкое уменьшение ширины пластической волны сжатия при увеличении ее интенсивности говорит об уменьшении коэффициента вязкости по мере роста сдвиговых напряжений. В эксперименте с ударной волной максимальной интенсивности (9,0 ГПа) коэффициент вязкости $\eta \leq 30$ Па · с.

Результаты подобных измерений для алюминия, меди, железа, бериллия, кварца, окиси магния суммированы в работе [32], где показано, что при скоростях деформирования до $10^7$ с$^{-1}$ связь между скоростью деформирования в ударной волне и давлением ударного сжатия с хорошей точностью подчиняется эмпирическому соотношению

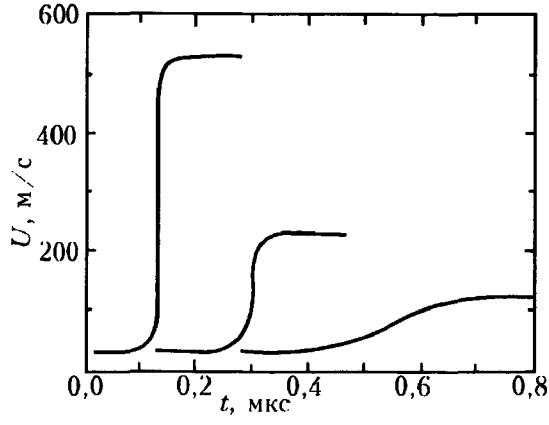


**Рис.3.11.** Установившиеся волновые профили ударного сжатия в алюминии 6061 – Т6 [31].

$\dot{\varepsilon}_{max} = Ap_y^m$, причем для всех материалов $m \approx 4$. Так как максимальные сдвиговые напряжения в ударной волне примерно пропорциональны квадрату давления ударного сжатия, то отсюда получаем:

$$\dot{\gamma}_{пл} = A'(\tau - \sigma_т/2)^2. \qquad (3.12)$$

Значения коэффициента $A'$ составляют для алюминия $10^8$, для бериллия $5 \cdot 10^7$, для висмута $6 \cdot 10^8$, для меди $3 \cdot 10^8$ и для железа $3 \cdot 10^7$ $(ГПа^2/с)^{-1}$ [32].

Время нарастания параметров во фронте ударной волны быстро уменьшается с ростом давления ударного сжатия и выходит за пределы разрешающей способности современных методов регистрации волновых профилей. Анализ преломления света во фронте ударной волны в прозрачных диэлектриках [33] показал, что ширина фронта довольно сильной ударной волны может быть меньше $10^{-5}$ см (время нарастания параметров $\leq 10^{-11}$ с), что соответствует коэффициенту вязкости $\eta \leq 1-10$ Па · с. Однако, этот метод, основанный на установлении факта зеркальности границы между исходным и ударно-сжатым веществом имеет пороговый характер и неприменим для непрозрачных материалов, в том числе – металлов.

Определенный интерес может представлять способ определения ширины ударной волны в конденсированном веществе, основанный на измерениях эффективности передачи импульса в тонкие преграды [34]. При отражении ударной волны от преграды с малым динамическим импедансом параметры на контактной границе устанавливаются соответствующими точке пересечения в координатах $p$, $u$ ударной адиабаты материала преграды и Римановой изэнтропы разгрузки образца (рис.3.12). После выхода ударной волны на свободную поверхность преграды ее вещество приобретает скорость $u_в$, равную удвоенному скачку массовой скорости в ударной волне: $u_в = 2u_m$. Частицы образца в отраженной волне разрежения приобретают скорость $u_A = 2u_0 < u_в$, поэтому преграда отделяется от образца. Однако, такое соотношение скоростей имеет место лишь в том случае, когда отражение ударной волны на контактной границе можно рассматривать как распад разрыва. Если же толщина преграды меньше ширины зоны нарастания параметров, то ее свободная поверхность будет влиять на процесс отражения волны на контактной границе. В этом случае преграда приобретает некоторую скорость $W$, такую, что $u_A < W < u_в$. Следовательно, измерение зависимости

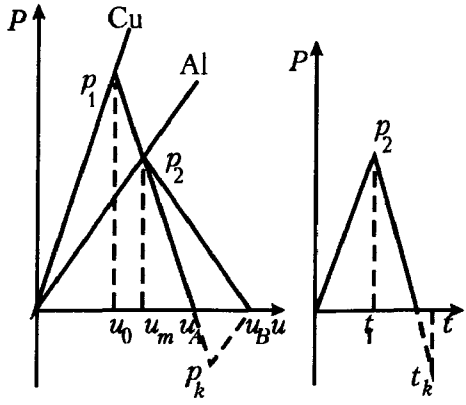


**Рис.3.12.** Диаграммы волновых взаимодействий при отражении волны сжатия в жестком образце от границы раздела с тонкой преградой.

скорости преграды $W$ от ее толщины $\delta$ дает информацию о ширине ударной волны в образце.

На рис.3.13 показаны результаты соответствующих измерений для ударных волн интенсивностью 6,6 Гпа и 9,6 ГПа в медных образцах с использованием в качестве преград алюминиевых фольг толщиной 7 – 200 мкм. Видно, что зависимости $W(\delta)$ состоят из двух участков – участка постоянной скорости при относительно больших толщинах фольговых преград и участка нарастания скорости от значения, соответствующего скорости поверхности образца $W_{Cu}$ при $\delta \to 0$ до предельной величины $W_{Al}$. Для обоснования оценки ширины ударной волны по результатам подобных измерений рассмотрим эти зависимости более подробно.

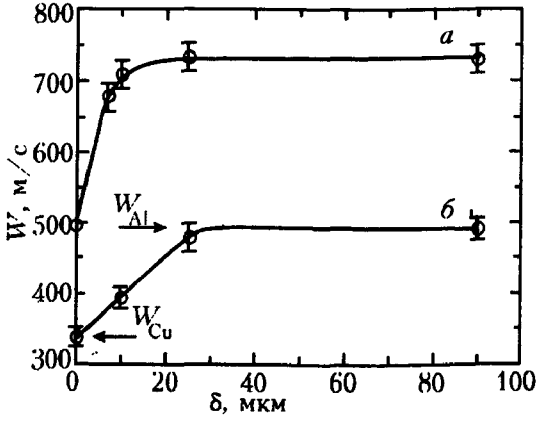


**Рис.3.13.** Зависимости скорости тонких алюминиевых преград от их толщины, установленных в контакте с толстыми медными пластинами, при возбуждении в последних ударных волн с давлением 9,6 ГПа (*а*) и 6,6 ГПа (*б*).

Скорость преграды определяется величиной импульса давления, введенного в нее из образца через поверхность контакта:

$$W = \int_0^{t'} \{p\ \mathrm{d}t\}/\rho_в\delta,$$

где $\rho_в$ — плотность преграды, $t'$ — полная длительность импульса давления на контактной поверхности. Можно оценить значения $W$ при различных соотношениях времени нарастания параметров во фронте ударной волны $t_f$ и периода циркуляции звука в преграде. Будем для оценки рассматривать процесс волновых взаимодействий в акустическом приближении, принимая закон нарастания параметров во фронте линейным.

До момента начала влияния свободной поверхности преграды давление на контактной поверхности $p_b$ связано с давлением в падающей волне $p_a$ соотношением:

$$p_b = \frac{2p_a\rho_b c_b}{\rho_a c_a + \rho_b c_b},$$

где $\rho_a$, $c_a$, $\rho_b$, $c_b$ — значения плотности и скорости звука в образце и преграде соответственно.

Если ширина ударной волны пренебрежимо мала, то профиль давления на контактной границе можно считать прямоугольным и, с учетом $\tau = 2\delta/c_b$, два последних соотношения дают:

$$W = \frac{2p_a\,\rho_b c_b}{(\rho_a c_a + \rho_b c_b)}\,\frac{2}{\rho_b c_b},$$

то есть скорость преграды равна удвоенной величине скачка массовой скорости в ударной волне на контактной поверхности.

В случае $t_f = 2\delta/c_b$ профиль давления на контактной поверхности имеет треугольную форму. Волна разрежения в преграде отражается от более жесткого образца в виде волны разрежения же. Если бы на контактной границе были возможны отрицательные давления, то после завершения отражения ее состояние достигло бы точки $p_k < 0$ (рис.3.12). Так как преграда не имеет сцепления с образцом, то процесс отражения волны разрежения в ней завершается в момент падения давления на контактной поверхности до нуля. В результате длительность заднего фронта импульса давления на контактной поверхности $t_2$ оказывается меньшей $t_f$. В данном случае:

$$t_2 = t_f \frac{2u_a - u_b}{u_к - u_b} = t_f \frac{\rho_a c_a + \rho_b c_b}{2\rho_a c_a}.$$

При этом величина импульса давления на контактной границе равна:

$$\int_0^{t_f + t_2} p \, dt = \frac{1}{2} t_f (p_b + p_a) \frac{p_b c_b}{p_a c_a}.$$

Учитывая, что $t_f = 2\delta / c_b$, скорость преграды находим равной:

$$W = \frac{p_b}{\rho_b c_b} + \frac{p_a}{\rho_a c_a} = \frac{1}{2}(W_a + W_b).$$

Таким образом, среднее арифметическое значение скорости на графике $W(\delta)$ соответствует той толщине преграды, при которой период циркуляции звука в ней равен времени нарастания параметров в ударном фронте.

В случае, когда $t_f < 2\delta / c_b$, профиль давления на контактной границе имеет трапециедальную форму и ее скорость равна:

$$W = \frac{2p_b}{\rho_b c_b} \left[ 1 - \frac{t_f c_b}{\delta} \frac{(\rho_a c_a - \rho_b c_b)}{8\rho_a c_a} \right].$$

То есть, с увеличением $\delta$ скорость преграды асимптотически стремится к $W_b$.

Условие $2\delta / c_b = t_f$ наиболее удобно для оценки ширины ударной волны по зависимости $W(\delta)$. Полученные зависимости $W(\delta)$ для медных образцов и алюминиевых преград дают средние значения скорости, соответствующие $\delta \approx 15$ мкм и $t_f = 6$ нс для ударной волны с давлением 6,6 Гпа в меди и $\delta \approx 5$ мкм, $t_f \approx 2$ нс для 9,6 ГПа. Следовательно, ширина фронта ударной волны с давлением 6,6 ГПа в меди составляет $t_f \cdot c_a \approx 22$ мкм, и ~ 7 мкм для 9,6 ГПа. Учитывая, что полная деформация в ударной волне $\varepsilon_x = \ln(\Delta V / V_0)$, получим значения скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_x \approx \varepsilon_x / t_f$ для двух ударных волн $\sim 7 \cdot 10^6$ с$^{-1}$ и $\sim 3 \cdot 10^7$ с$^{-1}$. Результаты измерений скорости деформирования в ударных волнах, полученные методом тонких преград, согласуются с экстраполированными данными интерферометрических измерений (рис.3.14).

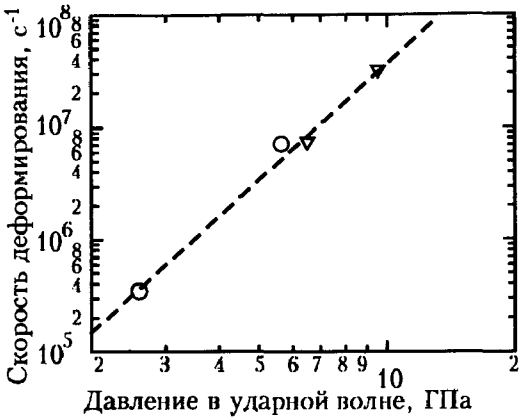


**Рис.3.14.** Результаты измерений скорости деформирования во фронте ударной волны, полученные методом тонких преград (▽) и интерферометрическим методом [32] (○).

Девиаторные и, соответственно, сдвиговые напряжения внутри стационарного ударного фронта рассчитываются по отклонению волнового луча $p = \rho_0^2 D^2 (V_0 - V)$ от кривой всестороннего сжатия $p(V)$ [35]. Принимая в качестве зависимости $p(V)$ ударную адиабату, получим значения коэффициента вязкости меди внутри ударного фронта $\eta \approx \tau_{max}/\dot{\gamma}$, равные 22 Па · с и 14 Па · с для давлений 6,6 и 9,6 ГПа соответственно. Учет упругопластических свойств материалов сохраняет порядок оценки. Заметим, что при скорости деформирования $\sim 10^3 - 10^4$ с$^{-1}$ коэффициент вязкости меди составляет $10^3 - 10^4$ Па · с [36].

Таким образом, вязкость твердого тела в умеренных и сильных ударных волнах падает до величины, сравнимой с вязкостью жидкостей. Следует, однако, подчеркнуть различие природы вязкости твердого тела и жидкости. Причиной сдвиговой вязкости жидкости является перенос импульса в процессе хаотического движения молекул. Вязкость твердого тела отражает зависимость скорости пластической деформации сдвига от величины действующего сдвигового напряжения и не связана непосредственно с переносными эффектами. Известно, что при скоростях деформирования до $10^3$ с$^{-1}$ экспоненциальная связь между скоростью пластического сдвига и напряжением течения отражает термофлуктуационную природу механизма преодоления дислокациями различного рода препятствий. С повышением уровня действующих сдвиговых напряжений происходит переход к непрерывному надбарьерному скольжению дислокаций, которые в этих условиях тормозятся главным образом вязкостью газа

фононов [37]. В этом случае сопротивление деформированию определяется коэффициентом торможения и плотностью подвижных дислокаций. Так как последняя возрастает с увеличением деформации, а следовательно и с увеличеиием давления ударного сжатия, включение механизма надбарьерного скольжения дислокаций может быть объяснением эмпирического соотношения (3.12).

### 3.5. Вязкоупругость и напряженное состояние ударно-сжатых металлов

Информация о напряженном состоянии ударно-сжатого материала и характере его дальнейшего деформирования может быть получена путем анализа волн разрежения и сжатия в нем, изучением ступенчатого и повторяющегося динамического сжатия и разрежения, а также прямыми измерениями разности главных нормальных напряжений.

На рис.3.15 приведены профили сжимающего напряжения в алюминии АД1, полученные методом манганиновых датчиков в условиях нагружения образцов алюминиевыми ударниками толщиной 5 мм со скоростью 595 м/с и толщиной 4 мм со скоростью 1500 м/с [38]. Измерения оптимизировались на надежную регистрацию профилей при высоких давлениях, поэтому упругие предвестники ударных волн оказались за пределами разрешимости манганиновых датчиков. На профилях $\sigma_x(t)$ довольно четко выделяется упругая часть волны разрежения. Переход от упругой к пластической волне носит плавный, размытый характер. В опытах первой серии фиксируется типичный для упруговязких сред затянутый участок завершения разгрузки. По условиям опытов второй серии тыльная

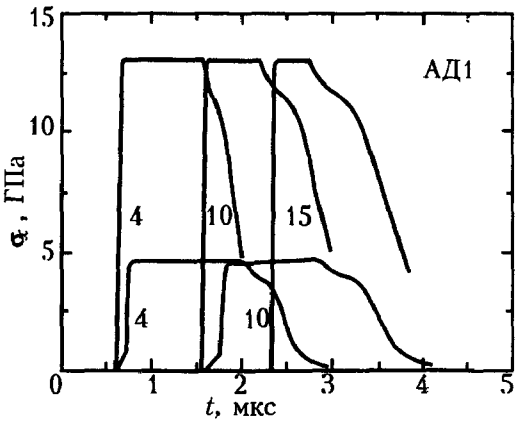


**Рис.3.15.** Результаты регистрации эволюции импульсов сжатия в алюминии АД1 [38]. Цифры соответствуют расстоянию в миллиметрах от поверхности соударения до контролируемого сечения.

поверхность ударников находилась в контакте с парафином, поэтому разгрузка прослежена не полностью.

Так как упругий предвестник волны разрежения не имеет четко определимой амплитуды, напряжение течения в волне следует находить по отклонению траектории изменения состояния вещества $\sigma_x(V)$ от кривой всестороннего сжатия. Траектории $\sigma_x(V)$ рассчитываются по экспериментальным профилям сжимающего напряжения в приближении простой волны, опираясь на полученные из их обработки фазовые скорости $a_\sigma$. Соответствующие зависимости $a_\sigma(\sigma_x)$ показаны на рис.3.16. Видно, что значения фазовых скоростей монотонно убывают от скорости продольных упругих волн в головной части волны разрежения к объемной скорости звука на последующих стадиях. Подобные измерения, выполненные различными авторами, показали, что с увеличением интенсивности ударной волны сопротивление деформированию возрастает (рис.3.17).

Остается не вполне ясным вопрос об определяющих факторах сопротивления деформированию при ударно-волновом нагружении. Влияние давления на напряжение течения связывается, главным образом, с изменением сопротивления движению дислокаций при увеличении сдвиговой жесткости среды [39]. Отсюда делается вывод, что зависимость напряжения течения $\tau_т$ от давления должна соответствовать зависимости $G(p)$:

$$\frac{1}{\tau_т}\frac{d\tau_т}{dp} \approx \frac{1}{G}\frac{dG}{dp}.$$

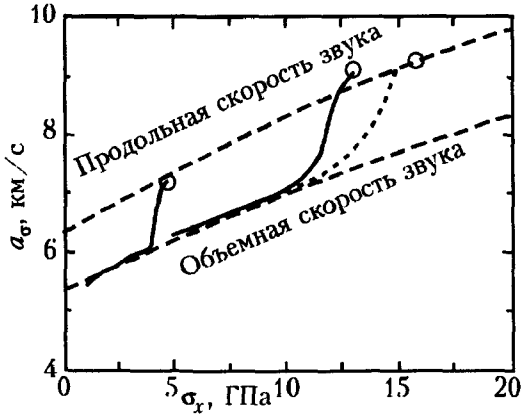


**Рис.3.16.** Лагранжевы скорости распространения фиксированных уровней напряжения в волнах разрежения в дюралюминии.

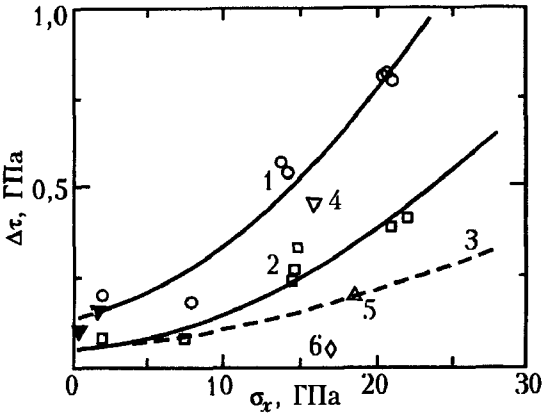


**Рис.3.17.** Результаты измерений предельных значений касательных напряжений в волнах разрежения (кривая 1) и во второй волне ступенчатого ударного сжатия (кривая 2) для алюминия [44]. Кривая 3 – сдвиговые напряжения за фронтом ударной волны, определяемые как полуразность кривых 1 и 2; 4, 5 – приращения сдвиговых напряжений в волнах сжатия и разрежения для дюралюминия [40], 6 – результаты прямых измерений разности главных напряжений в дюралюминии [6, 40].

Обращает, однако, внимание относительно малое различие напряжений течения разных сплавов. Сохраняется скорее разность напряжений течения, нежели их отношение. Можно отметить также малую степень обратимости изменения сдвиговых напряжений в импульсе сжатия [38]. Отсюда следует вывод о превалирующем вкладе в сопротивление деформированию вязкой компоненты и деформационного упрочнения.

Существенная роль вязкой компоненты подтверждается исследованиями закономерностей ударно-волновых процессов при ступенчатых изменениях нагрузки. Регистрация волновых профилей ступенчатого ударного сжатия алюминия, меди [40], вольфрама [41] показала, что вторая, «догрузочная», волна сжатия, распространяющаяся по ударно-сжатому материалу, имеет упругий предвестник, скорость которого равна продольной скорости звука $c_l$. В упругопластической среде, где нет релаксации напряжений, догрузочнные волны должны быть чисто пластическими.

На рис.2.5а представлены результаты регистрации волны растяжения в разгруженном после ударного сжатия алюминии [42]. Постановка опытов предусматривала введение ударной волны интенсивностью 5,3 ГПа в алюминиевый образец толщиной 2 мм через массивный медный экран. Ступенчатое разрежение в ударно-сжатом алюминиевом образце организовывалось в результате отражений волн от свободной тыльной поверхности образца и затем от поверхности контакта образца с экраном. Переотраженный от экрана короткий импульс растяжения распространяется по разгруженному после

ударного сжатия материалу и, выйдя на свободную поверхность, дает отрицательный выброс скорости на профиле $W(t)$. На графике скорости стрелками отмечены расчетные моменты выхода фронта импульса растяжения в предположении, что скорость его распространения равна продольной (1) или объемной (2) скорости звука. В обоих случаях скорость фронта разгрузки полагалась равной продольной скорости звука в ударно-сжатом веществе. Измерения показывают, что фронт импульса растяжения распространяется со скоростью, близкой к $c_l$. Иными словами, при ступенчатом разрежении ударно-сжатого алюминия слабые возмущения после выдержки материала при фиксированном (нулевом) напряжении имеют чисто упругий характер. Такой характер волновых процессов согласуется с моделью упруговязкой среды типа Максвелла.

На рис.3.18 представлены результаты расчета изменений девиаторных напряжений в догрузочной волне сжатия и в волне разгрузки, распространяющихся по ударно-сжатым алюминию и меди [40]. Видно, что при равных по абсолютной величине приращениях деформации разница в изменениях девиаторных напряжений в волнах сжатия и разрежения значительно меньше самих этих величин. Это дает основание для вывода, что непосредственно за ударным скачком напряженное состояние материала близко к изотропному.

Напряженное состояние твердого тела за фронтом плоской ударной волны поддается прямому измерению [6]. Для этого в образце делаются две взаимно перпендикулярные щели, заполненные малопрочным изоляционным материалом (рис.3.19). В щелях на одинаковом расстоянии от поверхности соударения располагаются манганиновые датчики давления. Нагружение образца производится ударом

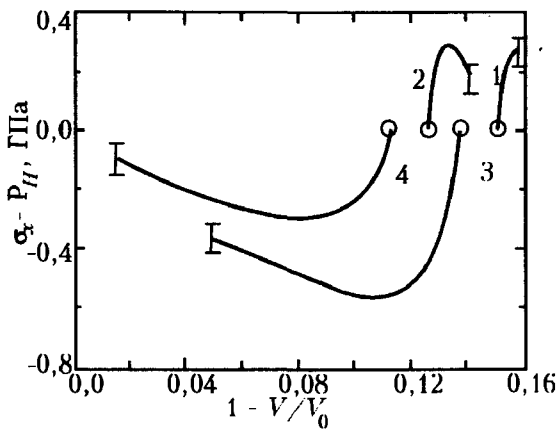


**Рис.3.18.** Отклонения от ударной адиабаты напряжений во второй волне сжатия (1, 2) и в волне разрежения (3, 4) для дюралюминия Д16 (1, 3) и меди (2, 4).

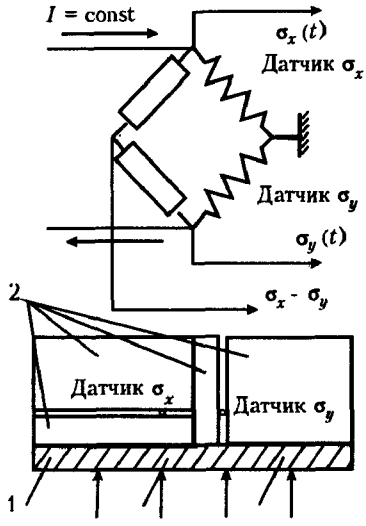


**Рис.3.19.** Схема регистрации главных нормальных напряжений за фроитом ударной волны: 1 – экран; 2 – части составного образца. В верхней части рисунка представлена схема включения датчиков в измерительную цепь.

пластины, причем плоскость щели одного из датчиков параллельна поверхности ударника. После многократных отражений в этой щели устанавливается давление, равное напряжению $\sigma_x$ в направлении удара, а в щели, перпендикулярной направлению сжатия, устанавливается давление, равное поперечной компоненте напряжения $\sigma_y$. Оба манганиновых датчика включены в мост сопротивлений таким образом, чтобы непосредственно регистрировать разность их показаний; независимо контролируются и показания каждого датчика. Таким образом, в одном эксперименте непосредственно измеряются главные напряжения, откуда непосредственно определяется давление $p = (\sigma_x + 2\sigma_y)/3$ и максимальное напряжение сдвига $\tau = (\sigma_x - \sigma_y)/2$.

Измеренная разность главных нормальных напряжений за фронтом ударной волны с амплитудой 17 ГПа в дюралюминии оказалась равной $\sigma_x = \sigma_y = 0{,}1 \pm 0{,}05$ ГПа [40]. Сравнение отклонений траекторий изменения состояния в волне разгрузки и догрузочной волне сжатия от кривой всестороннего сжатия (рис.3.18) дает оценку $\sigma_x - \sigma_y \approx 0{,}5 \cdot (0{,}45 \cdot 1{,}5 - 0{,}23 \cdot 1{,}5) = 0{,}15$ ГПа, то есть весьма близко к результатам прямых измерений и значительно меньше девиаторных напряжений, развиваемых в процессе высокоскоростного деформирования непосредственно в ударных волнах и волнах разрежения.

По-видимому, ударные волны оказывают специфическое воздействие на вещество, в результате которого появляется возможность относительно быстрой релаксации напряжений сдвига. Этот вывод

подтверждается также результатами регистрации профилей $\sigma_x(t)$ при нагружении металлических образцов последовательно двумя импульсами ударного сжатия [43]. Осциллограмма одного из таких опытов приведена на рис.3.20. На осциллограмме видно изменение характера и падение амплитуды упругого предвестника сжатия при повторном нагружении. С позиций дислокационного механизма пластической деформации твердого тела такое изменение реологических свойств может объясняться интенсивной генерацией подвижных дислокаций под действием высоких сдвиговых напряжений во фронте ударной волны. По-видимому, блокирование дислокаций сопряжено с диффузионными процессами, требующими относительно большого времени. Высказывается также предположение [44], что ускоренная релаксация напряжений в ударно-сжатых металлических материалах объясняется их гетерогенным разогревом в ударной волне. Следует, однако, отметить, что металлофизические исследования сохраненных образцов [45, 46] не подтверждают образование зон адиабатического сдвига в металлах в результате воздействия плоскими ударными волнами.

Релаксация напряжений существенно влияет на эволюцию импульса нагрузки в материале и должна учитываться в точных расчетах динамики движения среды на волновой стадии. Необходимость детального описания структуры волн сжатия и разрежения возникает, например, при исследовании кинетики полиморфного превращения, разрушения и других релаксационных процессов, где нужно разделить особенности структуры регистрируемых волновых профилей, связанные с исследуемым процессом и с вязкоупругопластическими свойствами материала. Подобные исследования проводятся в

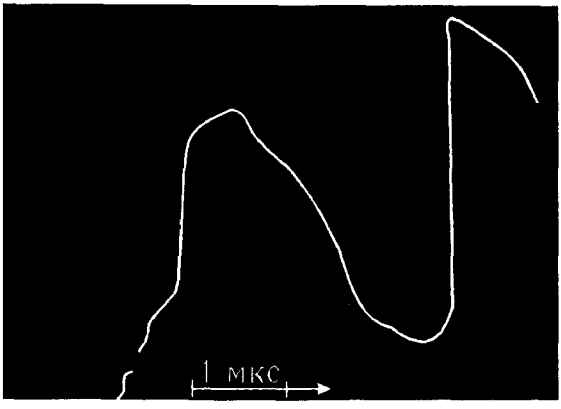


**Рис.3.20.** Экспериментальная осциллограмма регистрации двукратного ударного сжатия стали ХВГ.

простых условиях одномерного нагружения, и детальное моделирование на ЭВМ экспериментально наблюдаемых ситуаций в этом случае не вызывает затруднений. В расчетах же нестационарных двух- и трехмерных движений среды при той точности, которая может быть обеспечена возможностями современных ЭВМ, использование сложных реологических моделей по-существу не оказывает существенного влияния на конечный результат. В задачах взрыва и пробивания с общей длительностью процесса $\sim 10^{-4}$ с при сохранении в основном неизменным знака нагрузки вполне удовлетворительные результаты дает простая модель упругопластического тела с упрочнением.

### 3.6. Поведение керамических и геологических материалов при ударно-волновом нагружении

Керамики и другие хрупкие твердые материалы довольно широко используются в различных конструкциях, подвергаемых интенсивному ударному воздействию. В частности, высокие значения динамического предела упругости и скоростей звука делают весьма эффективным применение керамики в качестве элементов броневой защиты [47]. Очевидна практическая значимость сведений о механических свойствах хрупких геологических пород и минералов.

Поведение твердых керамик и минералов при высокоскоростном нагружении характеризуется рядом существенных особенностей. В отличие от металлов, в окислах, интерметаллидах, и других соединениях, составляющих геологические и керамические материалы, высока энергия образования носителей пластической деформации — дислокаций. По этой причине подобные материалы под действием девиаторных напряжений растрескиваются практически без пластической деформации. При повышенных давлениях образование несплошностей в материале становится энергетически невыгодным, поэтому действие давления вызывает увеличение пластичности твердых тел. Деформация хрупких материалов сопровождается дилатансионными эффектами — увеличением объема в результате растрескивания.

На рис.3.21 показана типичная диаграмма напряженных состояний для хрупких материалов [48]. В нормальных условиях растрескивание начинается при напряжениях сжатия порядка $1/3-2/3$ предела упругости [49]. Образуются отдельные внутренние трещины, которые на начальном этапе не объединены и не вызывают разрушения тела в целом. Растрескивание сопровождается небольшим (менее 1%) увеличением объема. При дальнейшем увеличении сдвиговых напряжений происходит рост и слияние трещин, материал

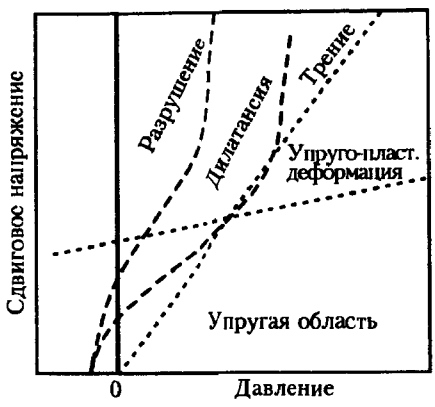


**Рис.3.21.** Диаграмма напряженных состояний для хрупких материалов.

разрушается. С ростом давления пороговые напряжения дилатансии и разрушения увеличиваются, поэтому становится возможной пластическая деформация без растрескивания.

В области разрушенных состояний материал ведет себя подобно песку. При этом сопротивление сдвигу контролируется трением и возрастает пропорционально действующему давлению. Деформация сдвига вызывает увеличение (до некоторого предела) удельного объема несплошностей в веществе. Под действием высоких давлений несплошности закрываются. Когда давление становится достаточно высоким, сила трения может превысить предел текучести и материал становится пластичным.

Рост удельного объема материала в процессе дилатансии соответствует увеличению эффективного коэффициента Пуассона [48, 50]. Формально в процессе измерений можно получить возрастание этой величины до единицы и более, хотя, как известно, для сплошной среды максимально возможное значение коэффициента Пуассона (отношение величин поперечной и продольной деформаций) равно 0,5. Керамические материалы и породы очень часто имеют небольшую остаточную пористость. Под действием высоких давлений происходит компактирование, уплотнение материала. Эксперименты показывают, что девиаторные напряжения снижают пороговое давление уплотнения хрупких пористых сред. При негидростатическом сжатии уплотнение по своему характеру анизотропно, поэтому начальное значение коэффициента Пуассона у таких материалов может быть очень мало. При больших напряжениях сдвига уплотнение сменяется дилатансией с увеличением эффективного коэффициента Пуассона и последующим разрушением.

В ударных волнах деформация твердого тела имеет одноосный характер. При этом рост девиаторных напряжений происходит одновременно с ростом давления. В зависимости от соотношения порогового напряжения дилатансии и модулей упругости траектория изменения напряженного состояния при одноосном сжатии может либо входить в дилатансионную область, либо пройти ниже ее и попасть непосредственно в область пластического течения. Вследствие гистерезиса цикла упругопластического деформирования состояние вещества может попасть в область дилатансии при разгрузке после ударного сжатия.

В работе [51] обсуждается возможность гетерогенного характера деформации хрупких материалов в ударных волнах с образованием полос адиабатического сдвига [52, 53]. В основе явления адиабатического сдвига лежит то обстоятельство, что тепловыделение при неупругой деформации снижает сопротивление деформированию. Если изменение напряжения течения из-за разогрева превышает вклад деформационного упрочнения, то процесс теряет устойчивость, деформация становится гетерогенной и локализуется в узких зонах, где материал продолжает разогреваться до плавления. Общее сопротивление деформированию при этом резко падает. Подобный характер деформации наблюдался в кварце, где в результате ударно-волнового воздействия образовываются прослойки расплавленного материала с последующим их стеклованием [51].

Измерения и анализ волновых профилей ударного сжатия различных керамических материалов предпринимались в серии работ выполненных в конце 80-х и начале 90-х годов. В частности, измеренные [54—56] профили массовой скорости и рассчитанные на их основе диаграммы деформирования в цикле ударного сжатия и разгрузки высококачественных керамик карбида кремния, диборида титана, карбида бора и двуокиси циркония демонстрируют весь спектр возможной реакции хрупких материалов. Диаграмма деформирования карбида кремния, например, имеет вид, типичный для упруго-пластических материалов. С другой стороны, ударное сжатие керамического карбида бора явно сопряжено с растрескиванием и, как следствие, с уменьшением сопротивления сдвигу и дилатансией, которая отчетливо проявляется в тенденции к появлению избыточного объема вещества с приближением к окончанию его разгрузки после ударного сжатия. Поведение диборида титана имеет некоторый промежуточный характер. По-видимому, зарождение трещин в этом материале происходит при напряжениях ниже предела упругости, однако в целом диаграмма деформирования вполне соответствует модели упруго-пластического тела.

Результаты измерений волновых профилей в керамических окиси алюминия, нитриде алюминия, дибориде титана, карбиде кремния и карбиде бора представлены также в работах [57–62]. В некоторых случаях проводились измерения одновременно продольных и поперечных напряжений в импульсах ударного сжатия как ниже, так и выше динамического предела упругости. В работах [60, 61, 63, 64] проведен металлографический анализ образцов после ударно-волнового воздействия, который показал, что, наряду с микротрещинами под действием ударной нагрузки в керамиках могут образовываться и дислокации, чем обеспечивается возможность пластического деформирования.

Значения динамических пределов упругости и скоростей звука для некоторых керамик суммированы в табл.3.2 и 3.3. Наиболее полно исследовались ударно-волновые свойства окиси алюминия [65–72]. В работах [65, 71] сообщаются результаты измерений динамического предела упругости сапфира, который найден равным 12–21 ГПа в зависимости от направления нагрузки по данным [65] и 14,4–17,3 ГПа по данным [71]. На волновых профилях ударного сжатия керамики из окиси алюминия наблюдается скачок параметров в упругом предвестнике с последующим за ним относительно медленным нарастанием и плавным переходом в пластическую ударную волну [67, 68].

Таблица 3.2.

**Механические свойства керамической окиси алюминия**

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Нач. плотн. г/см$^3$ | 3,42 | 3,72 | 3,81 | 3,92 | 3,97 | 3,98 | 3,81 | 3,42 |
| Прод. ск. зв. $C_l$, км/с | 8,84 | 9,98 | 10,34 | 10,59 | 10,83 | 10,95 | 10,2 | |
| Объемн. ск. зв. $C_b$, км/с | 6,63 | 7,31 | 7,45 | 7,83 | 7,94 | | | |
| Пред. упр. на уд. ад-те, ГПа | 61–65 | 72–79 | 83±5 | 92–160 | 110 | 112±13 | 83±5 | 47–61 |
| Литература | [73] | [73] | [73] | [73] | [73] | [74] | [74] | [68] |
| Теоретическая плотность: 3,97 г/см$^3$ | | | | | | | | |

Таблица 3.3.

**Свойства керамических карбидов бора и кремния**

| Материал | $B_4C$, теор. плотн. 2,52 г/см$^3$ | | SiC, теор. плотн. 3,22 г/см$^3$ | |
|---|---|---|---|---|
| Нач. плотность, г/см$^3$ | 2,5 | 2,516 | 3,09 | 3,177 |
| Прод. ск. зв. $C_l$, км/с | 13,78 | 14,04 | 11,4 | 12,06 |
| Объемн. -"- $C_b$, км/с | 9,63 | 9,57 | 7,71 | 8,19 |
| Пред. упр. на уд. ад-те, ГПа | 13,7–14,5 | 86±30 | 150 | |
| Литература | [73] | [75] | [76] | [75] |

В ряде работ получены сведения о динамическом пределе упругости геологических материалов. Ударно-волновые измерения упругопластических свойств геологических материалов проводились с целью получения информации, необходимой для расчета действия метеоритных ударов, мощных подземных взрывов, взрывной стимуляции нефтеносных пластов и решения других прикладных задач. По этой причине в поле зрения исследователей попали в первую очередь наиболее распространенные геологические материалы (кварц, граниты, известняки), а также материалы ядерных полигонов и нефтеносные сланцы.

Следует отметить, что, как показано в работе [77], фактор времени для геологических материалов весьма существенен. Релаксация напряжений за фронтом упругого предвестника сильной ударной волны приводит к значительному ослаблению его интенсивности по мере распространения.

Амплитуда упругого предвестника для арканзасского кварцита в работе [78] найдена равной 8 ± 1 ГПа при толщине образцов 6 мм. Это соответствует динамическому пределу упругости 6,5 ГПа. По данным работы [79] предел упругости на ударной адиабате Арканзасского кварцита составляет 9,7 ГПа. Измерения предела упругости на ударной адиабате железо-силикатного граната [80] демонстрирует разброс этой величины от 6 до 14 ГПа. Среднее значение динамического предела текучести оценено в [80] как 4,2 ± 1,0 ГПа.

В работах [81, 82] исследовалось поведение доломита в ударных волнах. Согласно первым измерением [81] предел упругости на ударной адиабате доломита равен примерно 2,5 ГПа. При этом отмечено, что ниже 2,5 ГПа имеет место сложное поведение, которое можно охарактеризовать как некую форму вязкоупругого тела. В этом диапазоне напряжений наблюдается рост волновой скорости с увеличением амплитуды нагрузки. С другой стороны, данные работы [82] не подтверждают существование выраженного предела упругости на уровне 2,5 ГПа. Показано, что нестационарные волны сжатия и значительный гистерезис диаграмм деформирования можно наблюдать при интенсивностях волн сжатия 0,25–5,3 ГПа. При этом напряжения в указанном диапазоне заметно выше значений давления на гидростатической кривой всестороннего сжатия. Механические свойства гранитов исследовались в работах [83, 84].

Гранит проявляет низкую чувствительность к скорости деформирования; его динамический предел текучести составляет 0,25–0,5 ГПа. В работе [83] приведены также значения пределов текучести диабаза (1,2 ГПа), диорита (0,8 ГПа), базальта (0,3–0,4 ГПа).

### 3.7. Особенности ударно-волнового деформирования стекла

Стекло является одним из традиционных модельных материалов в экспериментальных исследованиях хрупких сред. Для силикатных стекол характерен довольно высокий (~ 6—9 ГПа) предел упругости на ударной адиабате, причем их продольная сжимаемость в упругой области аномально возрастает по мере сжатия. Из-за аномальной сжимаемости упругие волны сжатия расширяются по мере распространения, а волны разгрузки в упругой области трансформируются в ударные волны разрежения. Эксперименты со статическим [85, 86] и динамическим [87, 88] сжатием обнаружили явление необратимого уплотнения стекол — возрастание остаточной плотности в результате обработки давлением. В частности, для кварцевого стекла при давлении ударного сжатия 10—15 ГПа необратимое уплотнение доходит до 15%.

На рис.3.22 приведены результаты измерений профилей продольных напряжений $\sigma_x(t)$, массовой скорости $u(t)$ и удельного объема $V(t)$ в оптическом стекле К8 [89]. Измерения сжимающих напряжений проведены пьезорезистивным методом. Профили массовой скорости измерялись магнитоэлектрическими датчиками, затем по ним в приближении простой волны рассчитывались изменения удельного объема частиц образца.

При выполнении измерений было замечено, что манганиновые датчики давления испытывают удлинение при прохождении через них импульса сжатия в стекле. Удлинение датчиков наблюдалось во всех опытах, кроме тех, где измерения проводились на входе ударной волны в стеклянный образец ($h = 0$). Моменты начала заметного удлинения датчиков отмечены на приведенных профилях $\sigma_x(t)$. Для разделения вкладов давления и деформации пьезорезисторов в приращение их сопротивления проводились измерения с применением одновременно манганиновых и константановых датчиков.

Хотя на измеренных профилях трудно четко выявить начало пластической деформации, результаты измерений достаточно наглядно демонстрируют падение амплитуды упругого предвестника от ~ 8 ГПа вблизи начала эволюции волны до 6—6,5 ГПа на расстоянии 21 мм. Результаты измерений демонстрируют также необратимое уплотнение стекла: после разгрузки удельный объем стекла не возвращается к исходному значению. Необратимое уплотнение стекла К8 после ударного сжатия до 14 ГПа составляет 7,5—8%.

Удлинение пьезорезистивных датчиков, обнаруженное при измерениях $\sigma_x(t)$, является следствием искажения внутренних поверхностей

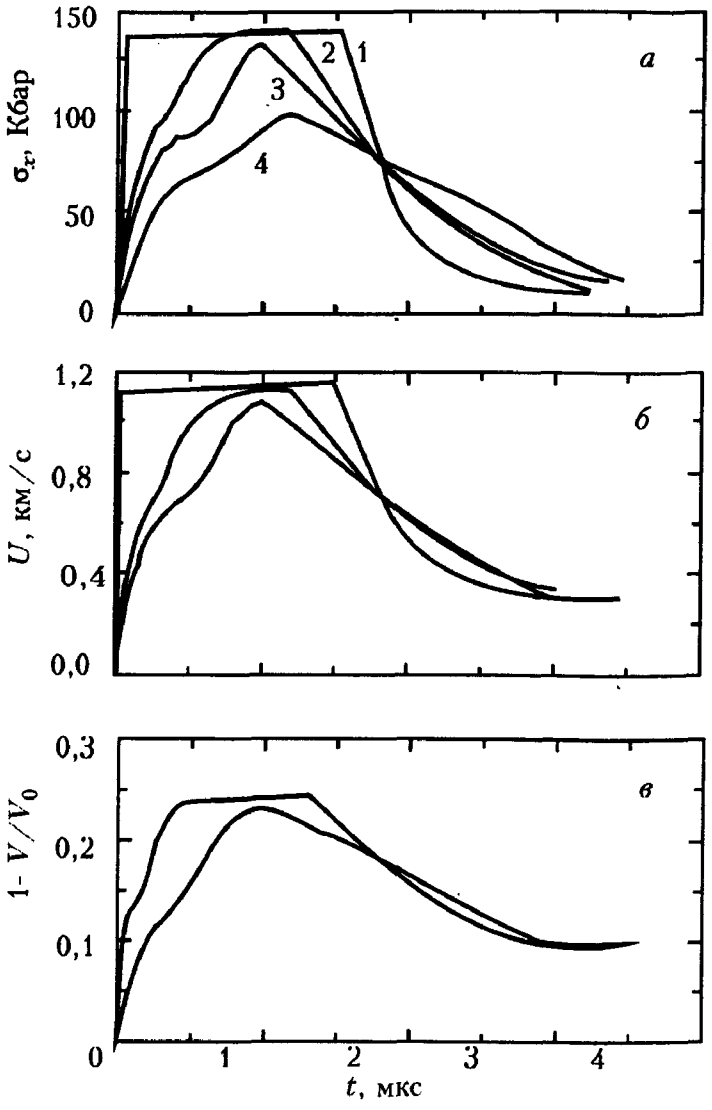


**Рис.3.22.** Профили напряжения, массовой скорости и степени сжатия в стекле К–8. Толщина образцов: $h_1 = 0$, $h_2 = 6{,}55$ мм, $h_3 = 10{,}85$ мм, $h_4 = 20{,}7$ мм (*а*); $h_1 = 0$, $h_2 = 6{,}5$ мм, $h_2 = 10{,}5$ мм (*б*); $h_1 = 3{,}25$ мм, $h_2 = 8{,}5$ мм (*в*).

составного образца. Причина удлинения заключается, очевидно, в следующем. При напряжениях вблизи предела упругости стекло начинает дробиться трещинами на мелкие блоки. В процессе дальнейшего деформирования эти блоки смещаются относительно друг друга. В результате первоначально плоские, полированные поверхности стеклянных пластин становятся шероховатыми. Поскольку тонкий пьезорезистивный датчик плотно зажат между деформирующимися поверхностями образца, он должен деформироваться, удлиняться вместе с ними.

На рис.3.23 представлены результаты более детального изучения закономерностей деформации датчиков в этих условиях. Видно, что наблюдавшаяся деформация фольговых пьезорезисторов частично обратима. Установка полимерных прокладок между фольговым датчиком и поверхностями стеклянных пластин показала, что с увеличением толщины прокладок деформация датчиков уменьшается и при толщине 0,12 мм становится пренебрежимо малой. Отсюда следует, что размер блоков, образующихся при дроблении стекла в импульсе сжатия, меньше 100 мкм. Эксперименты с несимметричной установкой изолирующих полимерных прокладок указывают на влияние направления градиента напряжений на дробление поверхностных слоев стеклянных пластин — искажение поверхности второй пластины, через которую волна входит из мягкой полимерной прокладки в стекло, существенно больше, чем искажение поверхности первой пластины. На дробление стекла влияет также и величина градиента напряжений — деформация резистивных датчиков возрастала с увеличением ширины волны сжатия и не наблюдалась вовсе на контактной поверхности, через которую в стеклянный образец вводилась ударная волна.

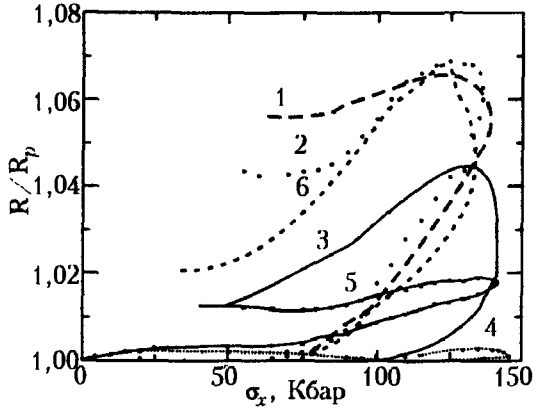


**Рис.3.23.** Изменение сопротивления пьезорезистивных датчиков в результате их удлинения в импульсе сжатия в стекле. Толщина изолирующих прокладок 0,01 мм (1), 0,02 мм (2), 0,04 мм (3), 0,012 мм (4), 0,2 мм (5, 6).

**3.7.1. Волна разрушения в стекле.** Специфической особенностью поведения стекол и, возможно, других высокооднородных хрупких материалов является образование в них волн разрушения при сжатии в области упругого деформирования. Волна разрушения в стекле фиксировалась в экспериментах с зондированием ударно-сжатого образца волнами разрежения [90].

На рис.3.24 представлен профиль скорости свободной поверхности образца кварцевого стекла толщиной 5,15 мм. Амплитуда волны сжатия в этом опыте составляла 4,2 ГПа, что значительно ниже динамического предела упругости плавленного кварца, равного 8,8 ГПа [91, 92]. Импульсы ударно-волновой нагрузки генерировались взрывной линзой и вводились в образцы через толстые (20 мм) медные экраны. Непосредственно за волной сжатия следует волна разрежения, которая вызывает относительно медленный спад скорости поверхности образца.

В данном случае на профиле скорости нет каких-либо особенностей, связанных с разрушением материала. Процесс волновых взаимодействий поясняется диаграммой расстояние – время на рис.3.25. В результате отражения волны сжатия от свободной тыльной поверхности образца появляется волна разрежения, которая движется в обратном направлении, то есть к экрану. Вследствие различия сжимаемостей образца и экрана на контактной поверхности происходит переотражение этой волны. Так как динамическая жесткость у меди выше, чем у стекла, отражение волны в образце от границы раздела с медным экраном происходит с сохранением знака, то есть переотраженная волна также является волной разрежения. Поскольку к этому времени образец уже практически разгружен, в

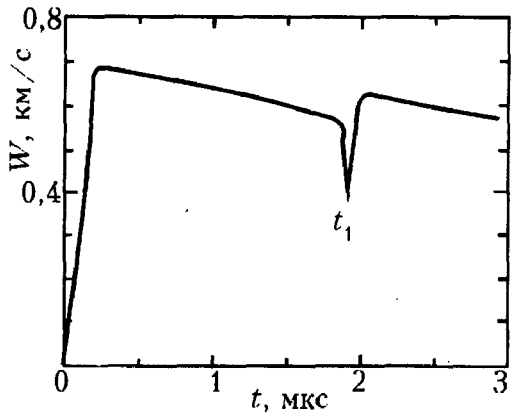


**Рис.3.24.** Профиль скорости свободной поверхности при ударном сжатии пластины плавленного кварца толщиной 5,15 мм.

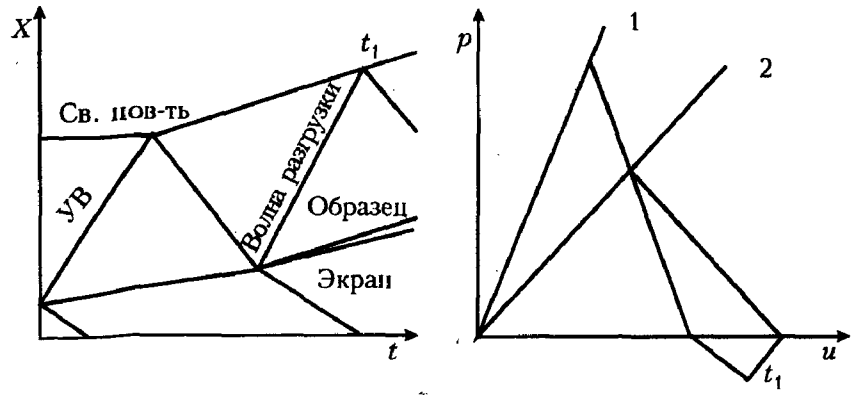


**Рис.3.25.** К пояснению образования импульса растяжения при отражении волны разрежения на поверхности контакта образца с жестким экраном. 1 — ударная адиабата экрана, 2 — ударная адиабата образца.

переотраженной волне разрежения генерируются растягивающие напряжения. Но поскольку образец не связан с экраном, на контактной поверхности растягивающие напряжения невозможны, поэтому переотражение волны разрежения завершается возвращением напряжений к нулевому значению. В результате образуется короткий импульс растяжения, который распространяется от экрана к тыльной поверхности образца.

Через 1,85 мкс после выхода фронта импульса сжатия на тыльную поверхность образца плавленного кварца на профиле $W(t)$ фиксируется короткий отрицательный выброс скорости, вызванный выходом переотраженной волны. По времени циркуляции волн определяется средняя скорость механических возмущений, составившая в данном случае 5,6 км/с, что близко к средней скорости распространения возмущений в упругой волне сжатия (5,05–5,9 км/с).

Иные результаты получены в опытах со стеклянными образцами. На рис.3.26 представлены результаты таких опытов с образцами стекла К19 толщиной 2–8 мм. В отличие от плавленного кварца, переотраженный импульс растяжения в опытах со стеклом не фиксируется. Вместо короткого отрицательного выброса на профилях $W(t)$ отмечается небольшой подъем скорости, момент выхода которого на поверхность образца заметно опережает расчетный момент выхода переотраженного от экрана импульса. Естественно предположить, что появление дополнительной слабой волны сжатия связано с отражением от слоя материала с меньшей, чем у исходного стекла, динамической жесткостью. Судя по тому, что после выхода на

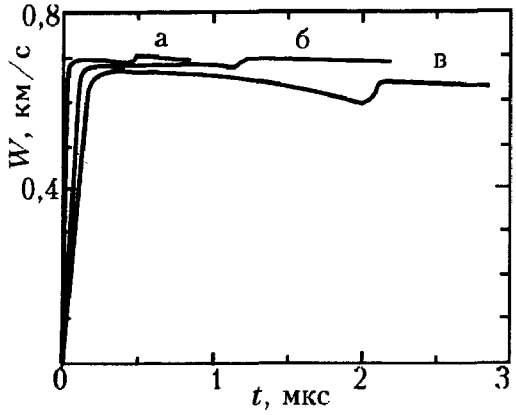


**Рис.3.26.** Профили скорости свободной поверхности образцов стекла К19 толщиной 2,37 мм (*а*), 5,15 мм (*б*), 8,2 мм (*в*).

поверхность переотраженной волны сжатия спад скорости, задаваемый генератором ударно-волновой нагрузки, и переотраженный импульс растяжения на профилях $W(t)$ не фиксируются, примыкающий к экрану слой образца не пропускает растягивающих напряжений. Это можно объяснить, если предположить возможность дробления ударно-сжатого стекла вблизи экрана.

Так как между границей вновь образованного слоя и тыльной поверхностью образца стекло находится в состоянии упругого деформирования, по интервалам $\Delta t$ времени между выходом на поверхность фронта исходной волны сжатия и переотраженной волны можно определить толщину этого слоя как $h_p = L - h$, где $h = \Delta t c_l/2$ — толщина нераздробленного слоя, $L$ — толщина образца. Как видно из приведенной на рис.3.27 $t-x$ диаграммы, на которой представлены результаты опытов с образцами различной толщины, разрушенный слой расширяется со временем. Этот процесс можно представить как распространение волны разрушения. Из диаграммы видно, что скорость волны разрушения уменьшается по мере распространения. Если на расстоянии до 1 мм от экрана средняя скорость распространения волны разрушения составляет ~ 1,5 км/с, то на расстоянии 3 мм от экрана ее скорость уже не превышает 1 км/с.

Вероятно, дробление стекла осуществляется сеткой трещин сдвига, инициируемых на поверхности образца, где, как известно, сконцентрированы зародышевые микротрещины и другие потенциальные очаги разрушения. Под действием девиаторных напряжений сетка трещин прорастает вглубь образца. Таким образом, волна разрушения распространяется путем непрерывного роста зоны дробления в напряженном материале. В работе [93] варьированием соотношения

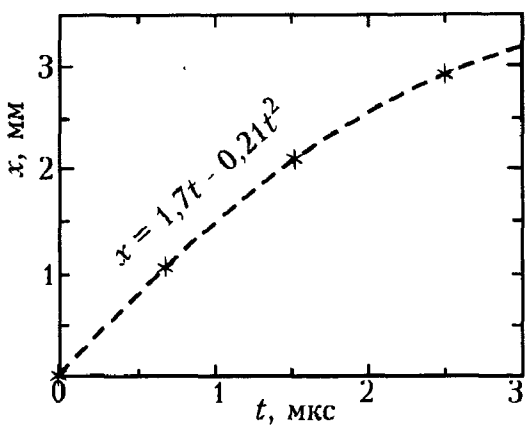


**Рис.3.27.** Траектория распространения волны разрушения в образце.

толщин ударника и образца сопоставлялась динамическая прочность стекла на разрыв перед волной разрушения и за ней. Измерения показали, что прочность стекла высока перед волной разрушения и падает практически до нуля за ее фронтом. Судя по результатам экспериментов с образцами, имеющими различную степень обработки поверхностей [94], даже в случае полированных поверхностей концентрация напряжений на поверхностных микронеоднородностях достаточна для инициирования сдвиговых трещин. Эксперименты с волнами сжатия различной интенсивности [94] указывают также на возможность существования некоторого порогового напряжения для зарождения волны разрушения и зависимость ее скорости от напряжения.

Возможность образования волн разрушения в напряженном хрупком материале обсуждалась теоретически в работах [95–97]. Следует отметить, что из теоретических соображений не удалось верно оценить скорость ее распространения. Экспериментально волны разрушения в стекле наблюдались в условиях точечного взрыва [98], при этом ее скорость найдена равной 1,3 км/с, что согласуется с результатами описанных выше измерений в условиях одномерной деформации. Однако, в случае сферической симметрии создаются растягивающие напряжения в окружном направлении, что существенно отличает условия деформирования от плоского случая. В подтверждение возможности дробления стекла, сжатого плоской упругой волной, можно привести также отмеченные выше искажения плоских внутренних поверхностей пластин в стопе по достижении динамического предела упругости.

Образование волны разрушения объясняет различие структуры профилей продольных и поперечных напряжений в стекле К8 при

ударно-волновом сжатии [89]. Продольные напряжения $\sigma_x(t)$ измерялись манганиновыми датчиками, установленными между пластинами образца, ориентированными параллельно фронту волны сжатия. Поперечные напряжения $\sigma_y(t)$ измерялись в щели между стеклянными пластинами, ориентированной перпендикулярно фронту. На рис.3.28 приведены измеренные профили $\sigma_x(t)$ и $\sigma_y(t)$ для волны сжатия 9 ГПа, то есть в области начала перехода к неупругому деформированию. Видно, что профиль $\sigma_y(t)$ имеет двухволновую структуру, в то время как профиль $\sigma_x(t)$ содержит только одну волну сжатия. Максимальные значения $\sigma_x$ и $\sigma_y$ в этом случае оказались близкими. Очевидно, вторая волна на профиле $\sigma_y(t)$ есть волна разрушения, которая представляет собой расширяющуюся сетку трещин сдвига. Скорость волны разрушения в данном случае составляет около 3 км/с. Вероятно, различие в скорости волны разрушения в двух сериях экспериментов объясняется различием в уровне действующих напряжений. С другой стороны, учитывая зарождение волн разрушения на поверхности стекла, не вполне ясно, какое влияние напряженное состояние может в этих опытах оказать дополнительная щель для датчиков $\sigma_y$.

На рис.3.29 суммированы результаты [89, 99] измерений разности главных напряжений в ударно-сжатом стекле. При напряжениях 4 — 10 ГПа в стекле зафиксированы волны разрушения; для этого диапазона на графике приведены результаты измерений разности главных напряжений перед и за волной разрушения. Хотя измерения проведены для разных стекол и поэтому их сопоставление не вполне

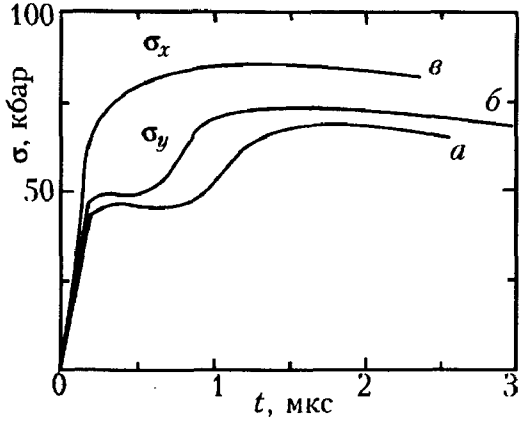


**Рис.3.28.** Профили продольного и поперечного напряжений в волне сжатия в стекле, измеренные методом манганиновых датчиков. Толщина образцов: 6,5 мм (*а*), 4,5 мм (*б*), 7 мм (*в*).

**Рис.3.29.** Результаты измерений разности главных напряжений в ударно–сжатом стекле в зависимости от интенсивности волны сжатия: Δ, ∇ – [99]; □ – [89].

надежно, падение сдвиговых напряжений с увеличением интенсивности волны сжатия и, соответственно, увеличением степени дробления материала в волне разрушения представляется вполне реальным.

С увеличением интенсивности нагрузки скорость волн разрушения возрастает, уменьшается ее отставание от волны упругого сжатия. С другой стороны, при напряжениях выше 10 ГПа в стекле начинаются процессы уплотнения, которые могут играть роль механизма пластической деформации и обеспечивать полную релаксацию сдвиговых напряжений. Известно, что многие микропластические эффекты объясняются уплотнением стекла под давлением [85, 100, 101]. Релаксация сдвиговых напряжений при необратимом уплотнении подавляет образование и рост сдвиговых трещин, поэтому в области уплотнения волны разрушения не фиксировались [90]. Максимальная степень уплотнения достигается при давлении ~ 15 ГПа; исчерпание внутренней подвижности материала при уплотнении сопровождается появлением второй области анизотропных состояний ударно-сжатого стекла на рис.3.29.

Из сопоставления формы профилей скорости поверхности образцов стекла и плавленного кварца можно предположить, что роль волны разрушения не ограничивается изменением режима переотражения на границе с экраном и появлением нового отражения на ее фронте. Экспериментальные профили имеют качественные различия непосредственно за первой волной сжатия. Представляет интерес более подробный анализ влияния волны разрушения на динамику процесса распространения волн в ударно-сжатых образцах.

Некоторую дополнительную информацию дает математическое моделирование проведенных экспериментов [102]. Исчерпывающего описания процессов в волне разрушения в настоящее время нет,

поэтому волна разрушения задавалась в расчетах как некая движущаяся по образцу контрольная поверхность, за которой сдвиговые напряжения релаксируют к нулю. Предполагалось, что волна разрушения появляется на поверхности образца в момент начала сжатия. Время релаксации напряжений принималось постоянным или возрастающим с удалением от поверхности, что не оказывало заметного влияния на качественные особенности волновых профилей.

В случае постоянной скорости волны разрушения расчеты показали образование двухволновой конфигурации не только на профиле $\sigma_y(t)$, но также и на профиле продольных напряжений $\sigma_x(t)$, чего не наблюдалось в экспериментах. Релаксация сдвиговых напряжений сопровождается изменением плотности и скорости вещества, что не может не проявиться в структуре волны сжатия. В сущности, эта ситуация с постоянной скоростью фронта волны разрушения соответствует ударному сжатию упруго-изотропного тела [103].

На рис.3.30 приведены результаты расчетов, выполненных в предположении равнозамедленного движения фронта разрушения. Непостоянство скорости фронта нарушило стационарность волнового процесса и привело к качественному изменению волнового профиля $\sigma_x(t)$. Двухволновая конфигурация сменилась профилем с плавным нарастанием напряжения за фронтом первой волны сжатия, что полностью соответствует результатам экспериментов. На рис.3.31 представлены результаты расчетов скорости свободной поверхности образца после выхода на нее треугольного импульса нагрузки. Из рисунков видно, что расчеты с учетом уменьшения скорости волны разрушения согласуются с результатами измерений. В следующем разделе будет представлен более детальный акустический анализ волновой динамики.

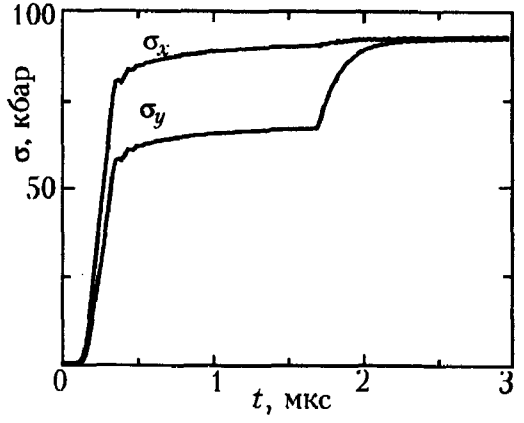


**Рис.3.30.** Профили продольного и поперечного напряжений, полученные в результате численного моделирования при равнозамедленном движении фронта волны разрушения.

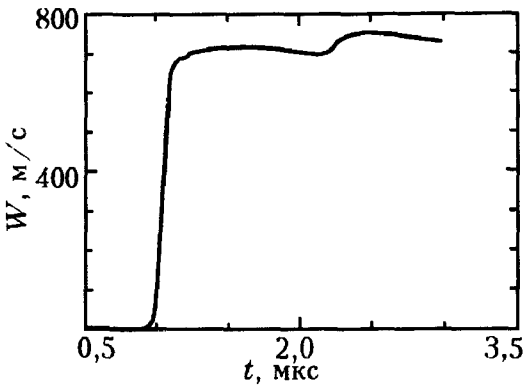


**Рис.3.31.** Профиль скорости свободной поверхности образца толщиной 5,15 мм, рассчитанный с учетом замедляющейся волны разрушения.

Таким образом, совокупность экспериментальных и расчетных данных указывает на возможность образования волн разрушения при ударном сжатии гомогенных хрупких материалов. Скорость этой волны является дозвуковой и убывает по мере распространения. Волна разрушения представляет собой расширяющуюся сетку пересекающихся трещин, зародившихся на поверхности тела под действием напряжения сжатия. В результате дробления материала в волне разрушения его сопротивление сдвигу и растяжению резко уменьшается.

Инициирование роста трещин происходит на части поверхностных дефектов, доля которых определяется скоростью приложения нагрузки и ее конечной величиной. Известно, что пересечение двух трещин приводит к остановке роста одной из них, поэтому среднее расстояние между трещинами может возрастать по мере распространения волны разрушения. Вероятно, этим объясняется уменьшение скорости волны разрушения с пройденным расстоянием.

По-видимому, волны разрушения возможны не только в стекле, но и в других гомогенных хрупких материалах, где дефекты структуры сосредоточены в основном на поверхности тела в то время как его внутренняя часть свободна от очагов зарождения микротрещин. Так, например, в работе [104] приведены результаты наблюдений свечения в монокристаллических образцах кварца при ударном сжатии в окрестности динамического предела упругости. Динамический предел упругости монокристаллического кварца при ориентации нагрузки вдоль оси $X$ составляет 6 ГПа [91, 105]. Сжатие монокристаллов кварца в этом направлении ударной волной с амплитудой ~ 5 ГПа вызывает появление сетки светящихся полос, ориентированных по плоскостям скола. С ростом давления ударного сжатия эта сетка сгущается до образования сплошного фона. Возможно,

неравновесная люминисценция кварца вблизи предела упругости может быть связана с его растрескиванием в волне разрушения. В поликристаллических хрупких керамиках и минералах концентрации поверхностных и внутренних микродефектов примерно равны, поэтому образование волн разрушения в таких материалах менее вероятно, а диапазон напряжений, где волны разрушения возможны, существенно уже, чем в случае гомогенных стекол и монокристаллов.

Можно надеяться, что исследования волн разрушения стимулируют создание нелокальных моделей динамического деформирования. В современных расчетах процессов взрыва, высокоскоростного удара и других интенсивных импульсных воздействий реакция материала в каждой точке среды описывается локальными определяющими соотношениями. При таком описании реакция материала полностью определяется набором параметров состояния среды в данной частице и не зависит от состояния соседних частиц. Не вполне ясно, как в такой манере можно описать континуальным образом, например, рост сетки трещин, распространяющихся от частицы к частице среды. Возможно, рост сетки трещин может быть описан на основе аналогии с диффузионными процессами.

**3.7.2. Акустический анализ влияния разрушения на структуру волны сжатия.** Численное моделирование волны разрушения, результаты которого обсуждались в предыдущем разделе, позволяет анализировать ряд конкретных ситуаций, но не может представить общую картину явления. Рассмотрим в акустическом приближении формирование волны сжатия в упруго-хрупкой среде, занимающей полупространство $h \geq 0$ ($h$ — лагранжева координата), при воздействии ударника (расположенного при $h < 0$) со скоростью $W$. В момент соударения формируется упругая волна, распространяющаяся вглубь образца со скоростью $c_l$, равной продольной скорости звука. Предполагаем, что одновременно на поверхности появляется волна разрушения, движущаяся по образцу с скоростью $v$, не превышающей объемную скорость звука $c_0$. Закон изменения скорости волны разрушения со временем считаем заданным. Траектории движения ударной волны $C_+$ и волны разрушения $t_f(h)$ в плоскости $t-h$ приведены на рис.3.32. Для упрощения последующего анализа жесткость ударника считаем равной динамической жесткости мишени $\rho_0 c_0$. Поскольку в ударник распространяется простая волна сжатия, то для описания течения в зоне разрушения ударно-волновое движение в нем можно не рассматривать, достаточно при $h = 0$ поставить

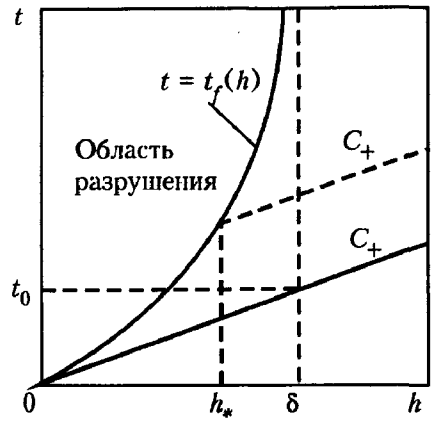


**Рис.3.32.** Поле течения, рассматриваемое при акустическом анализе волны разрушения.

следующее граничное условие, связывающее продольное напряжение $\sigma_x(t,0)$ и массовую скорость $u(t, 0)$:

$$\sigma_x = \rho_0 c_0 (W - u). \tag{3.13}$$

Если время релаксации сдвиговых напряжений конечно, то все величины непрерывны на фронте волны разрушения и при $t = t_f(h)$ также выполняется граничное условие, связывающее продольное напряжение $\sigma_{xf} = \sigma_x(t_f, h)$ с массовой скоростью $u_f = u(t_f, h)$ и соответствующее распространению простой волны вглубь мишени:

$$\sigma_{xf} = \rho_0 c_l u_f. \tag{3.14}$$

При мгновенном разрушении это условие остается справедливым, если приближаться к фронту волны разрушения со стороны неразрушенного материала. При движении со стороны зоны разрушения соотношение (3.14) не выполняется и на фронте волны разрушения следует ставить условия, следующие из законов сохранения на разрыве. Однако, как будет показано ниже, этот частный случай следует из общего решения при стремлении времени релаксации к нулю. Причем, при соответствующих предельных переходах определяются напряжение и массовая скорость как слева, так и справа от фронта волны разрушения.

В области разрушения сдвиговые напряжения уменьшаются до нуля. Очевидно, что это происходит тем быстрее, чем меньше размер гранул разрушенного материала, то есть имеет место некоторое время релаксации, величина которого пропорциональна среднему расстоянию между трещинами. Для простоты примем время релаксации и обратную ему величину $\omega$ постоянными.

Таким образом, определяющие соотношения в области разрушения имеют вид:

$$\sigma_x = P + \frac{4}{3}\cdot\tau, \quad P = \rho_0 c_0^2(1 - \rho_0 V), \tag{3.15}$$

$$\frac{\partial\tau}{\partial t} = -\omega\tau. \tag{3.16}$$

Здесь через $P$ обозначено гидростатическое давление, $V$ — удельный объем, сжимающие напряжения считаются положительными. Система уравнений механики сплошных сред, после исключения удельного объема, определяемого из (3.15), имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0}\cdot\frac{\partial\sigma_x}{\partial h} = 0,$$

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial t} + \rho_0 c_0^2\cdot\frac{\partial u}{\partial h} = -\omega\rho_0(c_1 - c_0^2/c_l)u_f\cdot e^{-\omega(t - t_f)}. \tag{3.17}$$

При написании последнего уравнения использовано явное выражение для сдвиговых напряжений, полученное в результате интегрирования (3.16) с начальными условиями на фронте волны разрушения. Полученную систему решаем методом Лапласа. С этой целью предварительно сделаем замену независимых переменных:

$$T = t - t_f(h), \quad x = h. \tag{3.18}$$

В плоскости $T-x$ зона разрушения представляет собой полубесконечную полосу шириной $\delta$, где $\delta$ — максимальная глубина зоны разрушения, которая может быть бесконечной. Переходя в системе уравнений (3.17) к переменным $T$, $x$ и применяя преобразование Лапласа по $T$, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений для определения образов Лапласа напряжения $\sigma_x$ и скорости $u_x$:

$$\frac{d\hat{\sigma}_x}{dx} - \frac{s}{v}\cdot\hat{\sigma}_s + \rho_0 s\hat{u} = -\frac{\sigma_{xf}}{v} + \rho_0 u_f, \tag{3.19}$$

$$\frac{d\hat{u}}{dx} - \frac{s}{v}\cdot\hat{u} + \frac{s}{\rho_0 c_0^2}\cdot\hat{\sigma}_x = \frac{\sigma_{xf}}{\rho_0 c_0^2} - \frac{u_f}{v} - \frac{(c_l^2 - c_0^2)u_f}{c_l c_0^2}\cdot\frac{\omega}{s+\omega},$$

где $s$ — параметр преобразования. Нетрудно найти общее решение этой системы, удовлетворяющее граничным условиям (3.13), (3.14).

Причем в найденное решение входит массовая скорость $u_f$ на фронта волны разрушения, которая определяется из условия ограниченности $\hat{\sigma}_x$ и $\hat{u}$ при $s \to \infty$. Наиболее просто удовлетворить этому условию при $v = \text{const}$, когда заранее, исходя из структуры решения, ясно, что зависимость $u_f$ от координаты является экспоненциальной. В общем случае решение искалось в виде, имеющем ту же структуру, что и в случае постоянной $v$. В результате получаем следующее выражение для массовой скорости на фронте волны разрушения:

$$\frac{u_f}{W} = \frac{c_0}{c_l + c_0} - \frac{\omega(c_l - c_0)}{(c_l + c_0)c_l} \cdot e^{-\alpha(x)} \cdot \int_0^x e^{\alpha(\xi)}\, d\xi, \qquad (3.20)$$

$$\alpha(x) = \frac{\omega}{c_l} \cdot \int_0^x \frac{c_l - v(\xi)}{v(\xi)}\, d\xi = \omega\left(t_f(x) - \frac{x}{c_l}\right).$$

Применяя обратное преобразование и переходя к переменным $t$, $h$, найдем распределение напряжения и массовой скорости в зоне разрушения. В частности, нас будут интересовать профили массовой скорости и напряжения как функции времени в фиксированных лагранжевых частицах, поскольку именно такой вид имеют экспериментальные данные. Наиболее просто выглядит решение при $h = \delta$:

$$\sigma_x(t, \delta) = \rho_0 c_l W \cdot \frac{c_0}{c_l + c_0} \cdot \left(1 - \left(1 - \frac{c_l + c_0}{c_0} \cdot \frac{u_f(\delta)}{W}\right) \cdot e^{-\omega(t - t_f(\delta))}\right). \qquad (3.21)$$

В момент времени $t_0 = \delta / c_l$ в данное сечение приходит скачок напряжения амплитудой $\rho_0 c_l u_f(0) = \rho_0 c_l c_0 W/(c_l + c_0)$, что соответствует предположению о том, что среда первоначально не разрушена. Дальнейший характер изменения $\sigma_x$ внутри области, не затронутой волной разрушения, то есть при $t < t_f(\delta)$, будет определяться зависимостью (3.20): $\sigma_x(t, \delta) = \rho_0 c_l u_f(h_*)$, где $h_*$ — координата фронта волны разрушения, из которой выходит $C_+$ — характеристика, которая проходит через сечение $h = \delta$ в момент времени $t$ (рис.3.32). Будем считать, что волна разрушения достигает координаты $\delta$ при конечном времени, тогда при $t > t_f(\delta)$ зависимость напряжения от времени дается уравнением (3.21).

В общем случае, $\sigma_x$ после ударного скачка начинает уменьшаться с характерным временем, пропорциональным времени релаксации сдвиговых напряжений. Затем возможно достижение минимума, если закон движения волны разрушения таков, что в интервале $(0, \delta)$ существует точка, в которой выполняется равенство: $u_f = W(c_0 - v)\, c_l/(c_l + c_0)\,(c_l - v)$. При постоянной скорости волны разрушения это условие не реализуется и напряжение монотонно спадает до момента времени $t = t_f(\delta)$. Если $v(\delta) = 0$, то с приходом волны разрушения в сечение $h = \delta$ изменение продольного напряжения остается непрерывным, как и изменение его производной по времени. Если же скорость волны разрушения конечна вплоть до точки $h = \delta$, а затем ее продвижение вглубь образца прекращается,

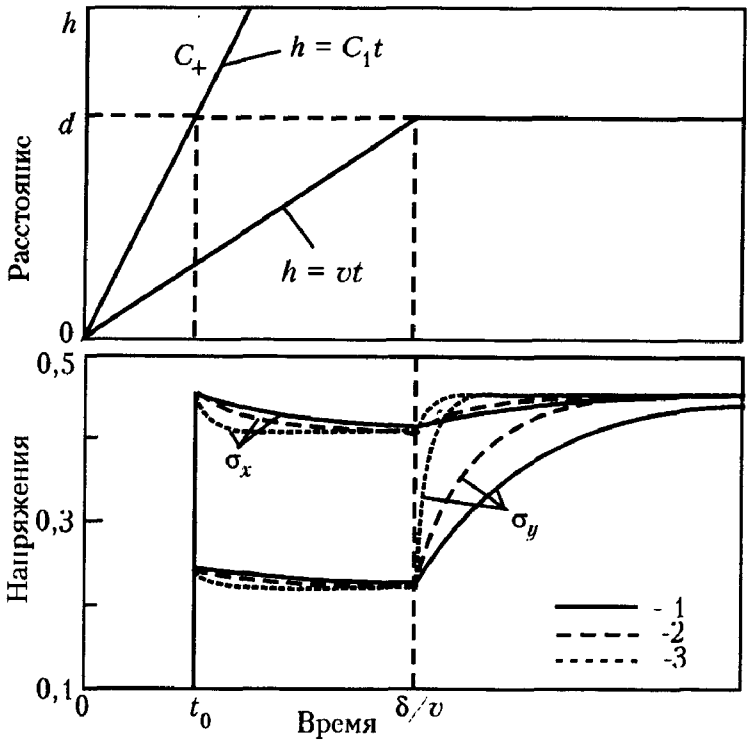


**Рис.3.33.** Профили продольного $(\sigma_x/\rho_0 c_1 W)$ и поперечного $(\sigma_y/\rho_0 c_1 W)$ напряжений в сечении $h = \delta$ при постоянной скорости распространения волны разрушения. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным скоростям разрушения в соотношении 1:3:6.

то на профиле продольного напряжения при $t = t_f(\delta)$ появляется излом. За фронтом волны разрушения при $t > t_f(\delta)$, независимо от закона изменения ее скорости, $\sigma_x$ монотонно возрастает, стремясь к величине, совпадающей с амплитудой начального скачка.

На рис.3.33 приведены профили продольного и поперечного напряжения $\sigma_y$ в сечении $h = \delta$ при постоянной скорости движения фронта волны разрушения и различных временах релаксации сдвиговых напряжений. В этом случае формируется двухволновая конфигурация, причем крутизна второй волны – волны разрушения – пропорциональна $\omega$. По достижении стационарности второй волны приращение напряжения в ней становится равным

$$\Delta\sigma_x = \rho_0 c_l W \cdot \frac{(c_l - c_0)v}{(c_l + c_0)(c_l - v)}. \qquad (3.22)$$

Необходимо отметить, что в силу заданных граничных условий (3.14) в начальный момент соударения среда считается неразрушенной при любом $\omega$. Поэтому, как это видно на рис.3.33, на переднем фронте волны сжатия образуется характерный пик. Его максимальное значение постоянно, а длительность уменьшается с уменьшением времени релаксации, стремясь к нулю при $\omega \to \infty$. Для получения правильного значения величины напряжения в точке $t = t_0$ при мгновенном разрушении необходимо сначала $\omega$ устремить к бесконечности, а затем время положить равным $t_0$. Таким образом, при

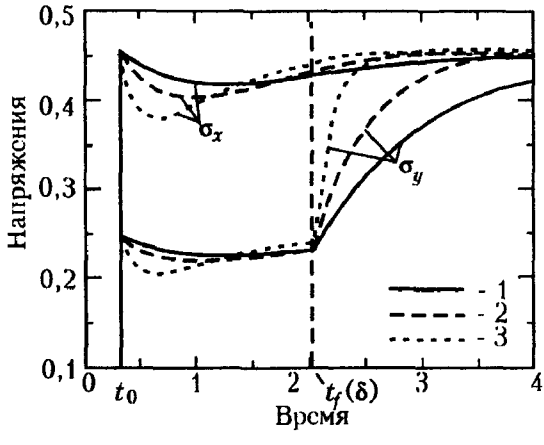


**Рис.3.34.** Профили продольного ($\sigma_x/\rho_0 c_1 W$) и поперечного ($\sigma_y/\rho_0 c_1 W$) напряжений в сечении $h = \delta$ при замедляющейся волне разрушения. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным скоростям разрушения в соотношении 1:3:6.

корректном предельном переходе полученное решение описывает также случай мгновенного разрушения среды.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда скорость фронта волны разрушения уменьшается по мере распространения ее вглубь материала. Нас интересует только качественная сторона явления, поэтому для упрощения расчетов примем зависимость $t_f(h)$ в виде:

$$t_f(h) = \frac{h}{c_l} - \frac{\Delta}{v_0} \cdot \frac{c_l - v_0}{c_l} \cdot \ln\left(1 - \frac{h}{\Delta}\right), \tag{3.23}$$

где $v_0$ — начальная скорость волны разрушения, $\Delta$ — характерная длина, превышающая $\delta$ (при их равенстве $h$ асимптотически стремится к $\delta$). На рис.3.34 приведены профили продольного напряжения, рассчитанные для убывающей скорости волны разрушения при различных $\omega$ и значениях параметров (3.23) $\delta/\Delta = 0{,}9$, $c_l/c_0 = 1{,}2$, $v_0/c_0 = 0{,}5$. Как уже отмечалось ранее, в данном случае на профиле напряжения фиксируется минимум, который сдвигается к $t_0$ при уменьшении характерного времени релаксации сдвиговых напряжений. В точке $t_f(\delta)$, как и в случае постоянной скорости волны разрушения, происходит излом зависимости $\sigma_x(t, \delta)$, но выражен он значительно слабее. При мгновенном разрушении продольное напряжение по-прежнему испытывает скачок, но его амплитуда уменьшается по сравнению с величиной, даваемой соотношением (3.22) при $v = v_0$, на множитель $1 - h/\Delta$. В результате, вместо двухволновой конфигурации наблюдается практически монотонное нарастание $\sigma_x$. В тоже время на профиле $\sigma_y$ и в этом случае формируется четко выраженная вторая волна.

Таким образом, замедление скорости волны разрушения по мере ее распространения вглубь образца приводит к качественному изменению формы профилей продольного напряжения. По длительности первого пика напряжения и характеру его последующего изменения можно судить о времени релаксации и затухании волны разрушения. В частности, из того факта, что в экспериментах, описанных в предыдущем разделе, релаксационный пик не фиксировался, следует, что время релаксации, или, по крайней мере, начальное его значение в этих условиях было близким к нуяю. Поскольку время релаксации напряжения при разрушении, по-видимому, пропорционально размеру образующихся частиц, малое время релаксации

означает, что при ударном сжатии на поверхности стекла зарождается очень густая сетка трещин. Судя по результатам регистрации искажений внутренних поверхностей составных стеклянных образцов, размер образующихся частиц возрастает с увеличением времени нагружения.

### 3.8. Особенности поведения резины и наполненных эластомеров при ударно-волновом сжатии

Свойства эластомеров при ударно-волновом нагружении изучались сравнительно немного. Между тем, поведение таких материалов в обычных условиях характеризуется рядом важных специфических особенностей [106, 107], такими, как малый модуль сдвига и способность к очень большим обратимым деформациям. Резины и другие эластомеры применяются в различных конструкциях, подвергаемых ударно-волновым воздействиям, поэтому представляет интерес, в какой мере специфика эластомеров проявляется в этих условиях.

На рис.3.35 приведены результаты измерений скорости ударной волны (темные точки) и фронта волны разрежения (светлые точки) в зависимости от давления ударного сжатия [108] в резине. Помимо скорости фронта измерены также фазовые скорости звука в волне разрежения; соответствующие зависимости представлены на рисунке сплошными кривыми, выходящими из светлых точек. На этом же рисунке приведены ударная адиабата резины, а также две оценки зависимости скорости звука от давления — оценка в квазиакустическом приближении, хорошо работающем для металлов, (кривая 2) и верхняя оценка скорости звука, полученная дифференцированием ударной адиабаты как $a_H = c_H\rho/\rho_0 = (dp/d\rho)_H^{1/2} \cdot \rho/\rho_0$ (кривая 3).

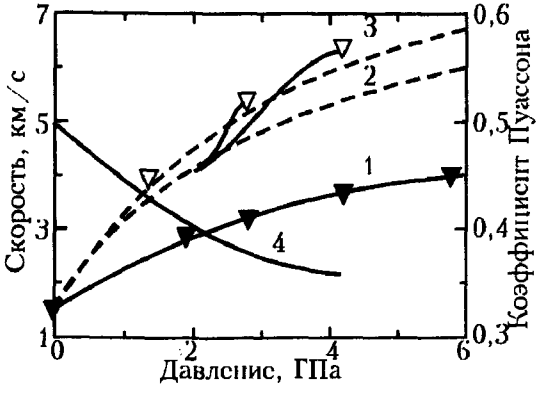


**Рис.3.35.** Результаты измерений ударной сжимаемости и скоростей звука в ударно-сжатой резине: 1 — ударная адиабата; 2 — объемная скорость звука; 3 — скорость распространения уровней постоянного давления; 4 — коэффициент Пуассона.

Последняя оценка фактически соответствует нулевому термическому коэффициенту объемного расширения вещества.

Из рисунка видно, что значения скорости фронта волны разрежения примерно равны или несколько превышают $a_H(p)$. Иными словами, фронт волны разрежения в ударно-сжатой резине распространяется со скоростью, явно превышающей равновесное значение объемной скорости звука. Высокие скорости волны разрежения, которые почти вдвое превосходят соответствующие значения скорости фронта ударной волны, приводят к быстрому затуханию ударных волн в резине, благодаря чему этот материал эффективен для ослабления ударно-волновых воздействий.

По мере разгрузки измеренная фазовая скорость распространения волны приближается к зависимости 2, рассчитанной в квазиакустическом приближении. Естественно связать такой характер изменения фазовых скоростей в волне разрежения с упругопластическими свойствами ударно-сжатой резины. В этом случае, принимая кривую 2 в качестве зависимости равновесной объемной скорости звука от давления, можно оценить коэффициент Пуассона ν ударно-сжатой резины:

$$\nu = \frac{3(c_b/c_l)^2 - 1}{3(c_b/c_l)^2 + 1}.$$

Видно, что коэффициент Пуассона резины по мере роста давления ударного сжатия уменьшается от типичной для эластомеров величины, близкой к 0,5 ($\nu_0 = 0{,}4998$), до значения $\nu = 0{,}36$ при давлении 4,2 ГПа, что уже типично для твердых тел. Это означает,

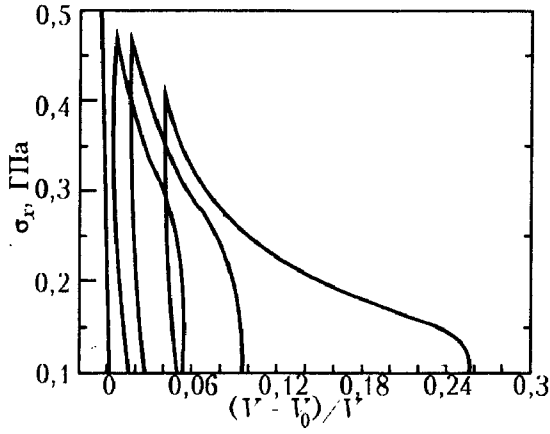


**Рис.3.36.** Кривые уплотнения горячепрессованного бериллия при одноосном сжатии [110].

что под влиянием высокого давления ударного сжатия происходит затвердевание резины. Подобное ее поведение наблюдалось ранее в условиях статического сжатия [109], где зафиксировано возрастание на два-три порядка модуля Юнга и предела текучести материала в узком диапазоне давлений при нормальной температуре образцов.

### 3.9. Уплотнение пористых сред в ударных волнах

Исследования поведения пористых материалов при ударно-волновом сжатии проводились, главным образом, для решения прикладных задач динамического компактирования и других взрывных технологий.

Типичные диаграммы одномерного сжатия пористых сред в квазистатических условиях показаны на рис.3.36 на примере горячепрессованного бериллия различной начальной плотности [110]. Как и в случае монолитного твердого тела, начальный этап сжатия пористых образцов представляет собой обратимую упругую деформацию. С увеличением исходной пористости материала его предел упругости снижается. При нагрузках выше предела упругости материал необратимо уплотняется. Нагрузка, требуемая для достижения заданной плотности пористого вещества, тем выше, чем больше его начальная пористость. Этот эффект объясняется деформационным упрочнением зерен материала в процессе компактирования. После снятия нагрузки значительных изменений пористости в этой области напряжений не наблюдается.

Поведение пористых материалов при динамическом нагружении в основных чертах подобно описанному. Из-за различия продольных сжимаемостей в упругой области и области необратимого уплотнения

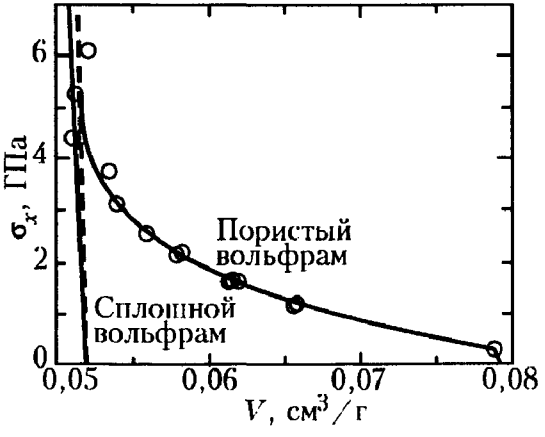


**Рис.3.37.** Начальные участки ударных адиабат пористого и монолитного вольфрама [112].

ударная волна в пористой среде теряет устойчивость. Выделяется упругий предвестник, амплитуда и скорость распространения которого зависят от плотности образца и уменьшаются с уменьшением последней [111]. Конечные состояния вещества достигаются в пластической волне сжатия.

В качестве примера динамического уплотнения пористого материала на рис.3.37 приведена ударная адиабата пористого вольфрама [112] в сопоставлении с адиабатой сплошного вещества. Полное уплотнение пористого вольфрама, как это видно из рисунка, достигается при ударной нагрузке в 5 ГПа, что несколько выше динамического предела упругости монолитного вольфрама.

Описание реологии пористых материалов при ударно-волновом нагружении [113—115] основывается на модели равномерно распределенных сферических пор. При этом учитываются как закономерность равновесного сжатия поры под действием высокого давления в матрице, так и динамические эффекты, связанные с инерционностью и вязкостью материала в окрестности поры. Удовлетворительное совпадение расчетной ширины стационарной пластической волны сжатия в пористом алюминии с экспериментальными данными достигается при использовании весьма низких значений коэффициента вязкости $\sim 1-10$ Па $\cdot$ с [115].

Как известно, вследствие большего скачка плотности ударное сжатие пористых сред вызывает более значительный разогрев вещества, чем ударное сжатие сплошного тела [116]. При этом величина дополнительной энергии, поглощаемой веществом в ударной волне, не зависит от структуры и упругопластических свойств тела, но распределение диссипированной энергии ударной волны в объеме существенно зависит от механизма заполнения пор при сжатии. Вероятно, наиболее равномерно поглощенная энергия распределяется в модельной низкоплотной среде, представляющей собой набор тонких пластин, параллельных фронту волны сжатия и разделенных узкими зазорами [117]. В этом случае механизм дополнительного разогрева заключается в циклическом деформировании каждого слоя вещества цугом затухающих импульсов ударной нагрузки, образующимися в результате отражения фронта волны от серии зазоров.

Более типичным является локализация разогрева в окрестности пор, как это показано экспериментально на модели пористого тела, имитируемого набором стальных шаров [118]. В экспериментах с шарами, а также в результате численного моделирования подобной ситуации [119], установлено, что, вследствие адиабатического

разогрева вещества в процессе интенсивной высокоскоростной деформации приповерхностных слоев, в окрестности пор температура может достигать температуры плавления. В связи с этим следует отметить, что, в отличие от статического прессования, давление полного ударноволнового уплотнения и остаточные девиаторные напряжения для сильно пористых образцов, по-видимому, ниже, чем для материала умеренной пористости [111]. Разогрев приповерхностных слоев облегчает их деформацию и снижает общее сопротивление динамическому уплотнению.

Во многих задачах динамического компактирования порошковых материалов локализация разогрева на поверхности зерен приводит к изменению структуры материала и является нежелательным эффектом. Это накладывает достаточно жесткие ограничения на предельное давление компактирования.

### 3.10. Исследования больших динамических деформаций

Регистрация эволюции импульсов одномерного сжатия дает информацию о сопротивлении высокоскоростному деформированию, причем интерпретация измерений базируется на фундаментальных законах сохранения без привлечения дополнительных предположений о динамике процесса. Однако возможности таких измерений ограничены довольно узким диапазоном деформаций ($\sim 1-10\%$) и неизбежным действием значительной, а в большинстве случаев – преобладающей, шаровой компоненты тензора напряжений. Для исследований сопротивления деформированию при больших деформациях и умеренно высоких скоростях деформирования разработана иная экспериментальная техника.

Хорошо известные методы испытаний материалов при высокоскоростной ($10^2-10^4$ с$^{-1}$) деформации основываются на применении разрезного стержня Гопкинсона в различных вариантах [120, 121, 122], усовершенствованного Кольским. Разрезной стержень Гопкинсона состоит из передающего и опорного стержней, изготовленных из высокопрочной стали, между которыми жестко установлен испытуемый образец. Обычно образец имеет такие размеры, что его площадь сечения значительно ниже, чем у стержней.

В передающем стержне ударом бойка или взрывом небольшого заряда ВВ возбуждается импульс ударной нагрузки, который движется к образцу. Допустимые напряжения в стержне ограничены его пределом упругости. Когда механический импульс достигает образца, часть его проходит через образец в опорный стержень, а часть отражается вследствие разницы в площадях сечения и акустических

импедансов стержня и образца. При этом вследствие разности в площадях сечения напряжение в испытуемом образце может значительно превышать напряжения в стержнях и выходить за предел упругости.

Точная форма импульсов нагрузки в передающем и опорном стержнях регистрируется с помощью установленных на них тензодатчиков или иными способами. По результатам регистрации определяются усилие, действующее на образец, и смещение его торцов в процессе испытания. Тем самым определяются продольное напряжение, деформация и скорость деформирования образца [121]. Данный метод широко используется при испытаниях разнообразных материалов на динамическое сжатие, растяжение, простой сдвиг и кручение.

Остроумным развитием идеи разрезного стержня Гопкинсона является испытание на сдвиг со скоростью $\sim 10^5\ с^{-1}$ тонкого (0,2 – 0,4 мм) плоского алюминиевого образца, зажатого между твердыми стальными пластинами [123]. С применением клинообразного ударника, метаемого ствольной установкой, осуществлялось нагружение экспериментальной сборки ударом со сдвигом. При этом измерялись нормальная и поперечная составляющие скорости смещения тыльной поверхности второй стальной пластины. Деформация образцов в этих опытах достигала 15%, скорость деформирования – до $2 \cdot 10^5\ с^{-1}$.

Применимость квазистатических методов испытаний и стержней Гопкинсона для скоростей деформирования больше $10^2 - 10^3\ с^{-1}$ имеет принципиальное ограничение, связанное с влиянием волновых процессов и радиальной инерции на однородность деформации в рабочей части образца [124, 125]. Результаты при более высоких скоростях деформирования получены на образцах малых размеров, однако миниатюризация образцов также имеет свои ограничения, связанные с влиянием масштабного фактора на объективность и представительность получаемых сведений о механических свойствах материала.

Волновые ограничения снимаются организацией «нульмерного» процесса, где синхронизация нагружения всех элементов образца конечных размеров достигается за счет пространственной симметрии. Примером такой организации испытаний является свободное инерциальное расширение тонкого кольца, которому ударным образом сообщен начальный импульс скорости [126, 127]. При осесимметричном расширении кольца появляется растягивающее напряжение $\sigma_\upsilon$, которое действует вдоль его окружности и тормозит разлет. Для тонкого кольца:

$$\sigma_\upsilon = -\rho r \frac{\partial^2 r}{\partial t^2},$$

где $r$ — средний радиус кольца. Соответствующее значение деформации определяется как:

$$\varepsilon_\upsilon = \int_{r_0}^{r} \frac{dr}{r} = \ln \frac{r}{r_0}.$$

В экспериментах [126, 128, 129] с помощью скоростной киносъемки фиксировалось изменение радиуса кольцевого образца со временем $r(t)$, что непосредственно дает его деформацию $\varepsilon_\upsilon(t)$ и, после двойного дифференцирования — $\sigma_\upsilon(t)$. Двойное дифференцирование экспериментальной зависимости $r(t)$ сопряжено со значительной потерей точности определения действующих напряжений. Так, при погрешности в измерении радиуса всего лишь 0,2% ошибка в величине $\sigma_\upsilon$ составляет 10% [126]. Точность измерений повышается, если регистрируется не текущий радиус кольца, а скорость его расширения. Для этого применяется, в частности, лазерный доплеровский измеритель скорости [127].

Вторым недостатком метода является уменьшение скорости деформирования в процессе испытания. Этот недостаток отчасти компенсируется проведением серии измерений с различными значениями начальной скорости расширения [129]. Тогда по набору экспериментальных данных можно построить зависимости $\sigma(\varepsilon)$ для нескольких фиксированных скоростей деформирования.

Несомненным достоинством метода, базирующегося на регистрации разлета колец, является его независимость от каких-либо тарировок.

Суммирование результатов исследований высокоскоростной деформации металлов демонстрирует существенное усиление зависимости напряжения течения от скорости деформирования при $\dot{\varepsilon}$ выше $10^3 - 10^4$ с$^{-1}$. Смена зависимостей связывается со сменой механизма пластической деформации. По-видимому, в этом диапазоне скоростей имеет место переход от термофлуктуационного к атермическому надбарьерному скольжению дислокаций.

# ГЛАВА 4

# О МОДЕЛЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Практическим результатом исследований упругопластических свойств материалов при ударно-волновом нагружении являются модели и определяющие соотношения, пригодные для расчета сопротивления деформированию в комплексах программ численного моделирования интенсивных импульсных воздействий. С другой стороны, численное моделирование в сочетании с динамическими измерениями является одним из инструментов в исследованиях механизмов высокоскоростной деформации. В идеале, определяющие уравнения должны адекватно и точно описывать реакцию материала в широком диапазоне скоростей деформирования, деформаций, давления, температуры, поврежденности, структурных и других параметров состояния. Выяснилось, однако, что, такое исчерпывающее описание, будучи вполне возможным в принципе, столь сложно и громоздко в реализации, что теряется его практическая целесообразность. Поэтому обычно используются упрощенные модели, обобщающие результаты измерений и применимые в ограниченной области параметров нагрузки. Достаточно полный обзор таких моделей можно найти, например, в работах [1 – 3]. В этой главе представлены лишь основные сведения о некоторых из них.

## 4.1. Феноменологические определяющие уравнения

Наиболее простой моделью упругопластического поведения при динамическом нагружении является модель Рахматулина – Кармана. Модель основана на гипотезе, что связь между напряжением и деформацией для ограниченного диапазона скоростей деформирования может быть описана единой функциональной зависимостью $\sigma(\varepsilon)$. Поскольку для большинства твердых тел сопротивление

деформированию не очень сильно возрастает с увеличением скорости деформирования, это простое приближение во многих случаях дает вполне удовлетворительные результаты.

Модели, учитывающие в своей структуре фактор скорости деформирования, во многих случаях представляют собой вариации модели Соколовского – Малверна [4]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E(\varepsilon)}\frac{d\sigma}{dt} + \hat{\Phi}\,[\sigma - \sigma_s(\varepsilon)],$$

$$\hat{\Phi}(z) = \begin{cases} \Phi(z) & z \geq 0\,, \\ 0 & z < 0\,, \end{cases}$$

где $E(\varepsilon)$ – модуль мгновенной деформации, $\sigma = \sigma_s(\varepsilon)$ – статическая диаграмма материала. Первое слагаемое характеризует мгновенную или упругую реакцию материала, а вид функции $\Phi$ определяет переходное поведение среды при конечных значениях скорости деформирования $\dot{\varepsilon}$.

Ударно-волновые воздействия сопряжены с высокими давлениями и температурами в веществе. С ростом температуры и давления изменяются модули упругости и сопротивление пластическому деформированию. Зависимость модулей упругости от давления ударного сжатия обсуждалась в предыдущей главе. Как показали численные эксперименты [5], влияние температуры и давления на сопротивление пластическому деформированию в ударных волнах может быть вполне удовлетворительно описано в предположении:

$$\frac{1}{\sigma_m}\frac{d\sigma_m}{dp} \simeq \frac{1}{G_0}\frac{dG}{dp}, \qquad \frac{1}{\sigma_m}\frac{d\sigma_m}{dT} \simeq \frac{1}{G_0}\frac{dG}{dT}.$$

С учетом упрочнения определяющее соотношение для предела текучести $\sigma_m$, предложенное в [5], имеет вид:

$$\sigma_m = \sigma_{m0}\,[1 + \beta(\gamma + \gamma_i)]^n \times \left[\,1 + \frac{1}{\sigma_{m0}}\frac{d\sigma_m}{dp}\frac{p}{\eta^{1/3}} + \frac{1}{G_0}\frac{dG}{dT}\,(T - 300)\,\right],$$

где $\eta = V/V_0$ – степень сжатия, $\gamma_i$ – начальная эквивалентная пластическая деформация, $\beta$ и $n$ – константы материала. Деформационное упрочнение ограничено некоторым максимальным значением предела текучести:

$$\sigma_{m0}\,[1 + \beta(\gamma + \gamma_i)]^n \leq \sigma_{\max}.$$

Значения констант приведены в [5] для 13 металлов и сплавов. В дальнейшем [6] в модель была введена также скорость деформирования:

$$\sigma_m = [\sigma_m^T(\dot{\gamma}, T) + \sigma_{m0} \cdot f(\gamma)]\,[G(p, T)/G_0].$$

Зависимость предела текучести от скорости деформирования и температуры описана на основе термофлуктуационной теории.

Испытания со сложными программами изменения нагрузки показали, что на диаграмму $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ материала влияет вся история нагружения. Этот эффект учитывается в моделях наследственного типа [7], которые требуют запоминания решения на всем временном интервале. К более простым моделям такого рода относятся модели с внутренним или структурным параметром. В качестве параметров принимаются некоторые, определенным образом усредненные, характеристики внутренней структуры материала, например — плотность дислокаций или тензор поврежденности. Обычно эволюция внутреннего параметра описывается простыми дифференциальными уравнениями.

Надо сказать, что модели наследственного типа практически не используются в расчетах неодномерных ударно-волновых явлений. Такие модели требуют значительных вычислительных ресурсов, для их использования приходится сокращать количество счетных ячеек и тем самым снижать общую точность вычислений. В случае же одномерных движений среды проблемы вычислительных ресурсов сейчас практически не существует, поэтому для выявления некоторых тонких эффектов эволюции ударных волн достаточно часто проводятся расчеты с использованием относительно сложных моделей.

### 4.2. Дислокационные модели пластической деформации кристаллических тел

Эксперименты с ударными волнами предоставляют уникальную возможность изучения поведения материалов в условиях предельно высоких скоростей деформирования. Основой физического механизма пластической деформации кристаллических тел являются представления о движении микроскопических дислокаций. Процессы зарождения, движения и размножения дислокаций зависят как от индивидуальных свойств материалов, так и от величины и ориентации действующей нагрузки, температурных условий, пространственных характеристик исходных и приобретенных в процессе деформирования несовершенств кристаллической структуры. Специфические

особенности механизма деформирования металлов в ударных волнах достаточно полно рассмотрены в [8, 9]. В частности, металлофизические исследования образцов после ударно-волновой обработки показали следующее.

Отличия механизма пластической деформации при ударно-волновом нагружении по сравнению с тем, что наблюдается в диапазоне умеренных и низких скоростей деформирования, заключаются в активировании дополнительных плоскостей скольжения, значительном уменьшении размеров ячеек дислокационных сеток [10], повышенным вкладом двойникования в деформацию даже для тех материалов, где в обычных условиях деформационные двойники не образуются [11]. Повышенные, по сравнению с квазистатическим деформированием, значения остаточной плотности дислокаций и концентрации дефектов упаковки и точечных дефектов определяют более высокую степень упрочнения металлов в результате ударно-волнового воздействия. Обнаружена также зависимость остаточных изменений от длительности импульса ударной нагрузки [12].

Сложность внутренней структуры деформируемого материала обусловливает статистический подход к описанию пластичности в терминах теории дислокаций. Как правило, используется простейшая статистическая трактовка, в которой рассматриваются средние значения параметров. Более сложные приближения с введением функций распределения и их моментов [13] для описания макроскопической деформации, повидимому, малооправданны ввиду недостатка экспериментальных данных. Многофакторность явления делает практически нецелесообразным стремление к получению достаточно точного количественного описания «из первых принципов» макроскопической пластической деформации реальных материалов в широком диапазоне условий нагружения. Этой цели более соответствуют упрощенные модели явления, содержащие свободные эмпирические параметры.

В зависимости от соотношения смещений $s$ подвижных дислокаций в процессе пластической деформации и приращения их плотности $N_m$ приращение деформации выражают через дислокационные параметры соотношениями:

$$d\gamma_{пл} = b_d N_m \, ds \tag{4.1}$$

или

$$d\gamma_{пл} = b_d \bar{s} \, dN, \tag{4.2}$$

где $b_d$ — величина вектора Бюргерса (элементарное смещение, вызываемое единичной дислокацией), $b_d \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ см, $N$ — полная плотность дислокаций. Обычно при анализе кинетики пластической деформации используется соотношений (4.1), предложенное Орованом, из которого следует, что скорость деформирования пропорциональна скорости подвижных дислокаций. Последняя является функцией действующего напряжения сдвига. В простейшем случае скорость стационарного движения дислокаций $v$ на участке, свободном от препятствий, выражается законом вязкого торможения газом фононов:

$$v = \tau b_d / B_d, \tag{4.3}$$

где $B_d$ — коэффициент торможения, имеющий для чистых металлов величину порядка $10^{-4}$ Па · с [14, 15]. Реально, из-за взаимодействия дислокаций друг с другом, с точечными дефектами, границами зерен и другими препятствиями средняя скорость дислокаций при больших смещениях ниже величины, определяемой соотношением (4.3). Кроме того, существует предельная скорость дислокаций, так как слабые механические возмущения не могут распространятся быстрее скорости звука. Гилманом [14] предложено эмпирическое соотношение для расчета средней скорости движения дислокаций:

$$v = c_t \cdot e^{-d/\tau}, \tag{4.4}$$

где $c_t$ — скорость сдвиговых упругих волн, $d$ = const — характеристическое напряжение торможения. Плотность дислокаций в процессе деформации возрастает:

$$N \approx N_0 + M\gamma_{\text{пл}}, \tag{4.5}$$

где $M$ — коэффициент размножения [14]. В результате взаимодействия с различного рода препятствиями и блокирования доля подвижных дислокаций в процессе деформации убывает. С учетом (4.5)

$$N_m = (N_0 + M\gamma_{\text{пл}})\, e^{-\varphi\gamma_{\text{пл}}}. \tag{4.6}$$

Таким образом, кинетика пластической деформации $\dot{\gamma}_{\text{пл}}(\tau, \gamma_{\text{пл}})$ описывается уравнениями (4.1), (4.4), (4.6) с четырьмя эмпирическими константами: $d$, $N_0$, $M$, $\varphi$. Различные модификации соотношений для скорости движения и размножения дислокаций и расчеты эволюции импульсов нагрузки на базе дислокационных моделей

обсуждаются в [16, 17–21]. Следует сказать, что таким подходом реально обеспечивается лишь частичное описание эволюции импульса сжатия – падение амплитуды упругого предвестника или профиль стационарной пластической ударной волны. Для тщательно контролируемых условий эксперимента удовлетворительное согласие расчетов и измерений получается при введении начальной плотности подвижных дислокаций $N_0$ на 1–3 порядка выше экспериментально наблюдаемой полной плотности дислокаций в исходном материале [22]. Жесткая связь плотности дислокаций с деформацией без учета возможности гетерогенного зарождения дислокаций на концентраторах напряжений под действием приложенной нагрузки ограничивает возможность описания таких специфических явлений, как ускоренная релаксация напряжений за фронтом ударной волны.

Экспериментальные волновые профили ударного сжатия и разгрузки металлов и сплавов показывают, в частности, что пластическая деформация начинается непосредственно с началом разгрузки из ударносжатого состояния. Это явление интерпретируется в работе [23] как результат действия внутренних напряжений на скопления дислокаций и закрепленные дислокационные петли, которые образовались в процессе ударного сжатия. Непосредственно после ударного сжатия и перед разгрузкой внутренние напряжения действуют в направлении, противоположном приложенной нагрузке, находятся в равновесии с ней и не вызывают пластической деформации. Однако с уменьшением нагрузки в волне разрежения внутренние напряжения немедленно вызывают обратную пластическую деформацию. Согласно [23] этот эффект должен также уменьшать продольный модуль упругости и, соответственно, продольную скорость звука в ударносжатом веществе.

Проведенное в работе [24] сопоставление обработки монокристаллов меди относительно плавной «квазиизэнтропической» волной сжатия и ударной волной показывает, что в последнем случае упрочнение материала значительно выше. Специфика ударной волны в этом случае заключается в том, что в ее фронте реализуются более высокие сдвиговые напряжения. Это указывает на необходимость учета зависимости скорости размножения или зарождения носителей пластической деформации – дислокаций от действующих напряжений сдвига.

В работах [25, 26] модель кинетики пластической деформации базируется на двучленном соотношении, включающем в себя (4.1) и (4.2):

$$\dot{\gamma}_{пл} = b_d \dot{N} \bar{s} + b_d N_m v,$$

где $\bar{s}$ – среднее смещение дислокаций. Подразумевается, что при больших перенапряжениях, когда скорости дислокаций велики, а время их движения между препятствиями мало, деформация контролируется процессами зарождения и размножения дислокаций, а при меньших напряжениях — скоростью их смещения. На этой основе можно описать в расчете все особенности поведения металлов при импульсном нагружении. Следует, однако, отметить, что реализация дислокационных моделей в массовых расчетах ограничивается затруднениями в определении многочисленных констант дислокационных соотношений. Целесообразность их применения, по-видимому, ограничена одномерными задачами с малой длительностью нагрузки, где важно точно рассчитывать структуру и затухание ударных волн. Более простым способом описания релаксации напряжений является использование феноменологических моделей упруговязкопластического тела с нелинейной вязкостью.

### 4.3. Многоэлементная модель Мазинга

Структурная модель Мазинга схематично отражает микронеоднородность реальных материалов и используется для описания эффекта Баушингера при повторно-переменных нагружениях [27]. Согласно этой модели каждый элементарный объем материала представляется набором параллельно работающих, как это показано на рис.4.1, простых упругопластических подэлементов с равными модулями упругости, но различными значениями предела текучести. Набором значений пределов текучести подэлементов характеризуется микронеоднородность поликристаллического материала. Деформации подэлементов равны, а напряжения могут различаться. Напряжение в элементарном объеме определяется как:

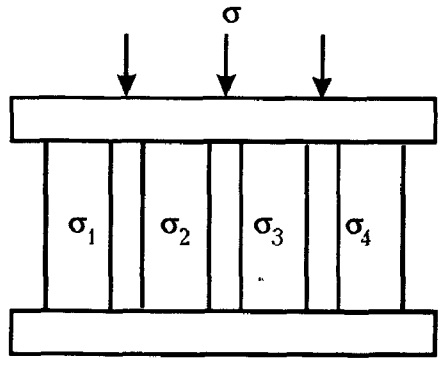


**Рис.4.1.** Многоэлементная модель Мазинга.

$$\sigma = \sum_{k=1}^{N} \sigma^k g_k,$$

где $\sigma^k$ — напряжения в подэлементах, $g_k$ — весовые коэффициенты, значения которых можно представить как относительную площадь сечения подэлемента. Неупругая компонента деформации появляется по достижении предела текучести $\sigma_т$ слабейшего подэлемента; предельное напряжение равно:

$$\bar{\sigma} = \sum_{k=1}^{N} \sigma_т^k g_k,$$

Эффективный модуль упругости снижается по достижении предела текучести в подэлементах:

$$\bar{E}_{n+1} = E_0 \left( 1 - \sum_{k=1}^{N} g_k \right),$$

где $E_0$ — модуль упругости подэлементов. Диаграмма деформирования материала, описываемого моделью Мазинга, показана на рис.4.2. Реакция материала в целом на нагрузку является чисто упругой лишь до достижения предела текучести слабейшего подэлемента. При последующем нагружении напряжение возрастает только за счет сопротивления деформированию остальных подэлементов; при этом касательный модуль постепенно убывает по мере наступления пластической деформации в подэлементах. На начальном этапе разгрузки напряжения в подэлементах убывают одинаково, поскольку разгрузка означает возврат к упругому деформированию. Но в слабых

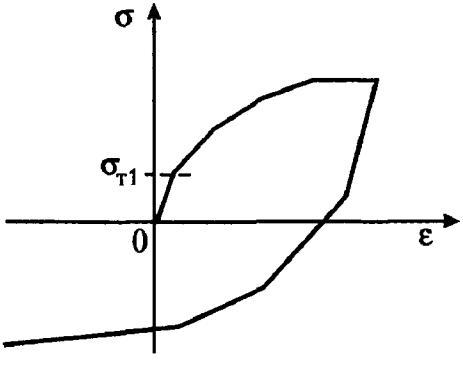


**Рис.4.2.** Диаграмма деформирования тела, представляемого многоэлементной моделью Мазинга.

подэлементах при этом быстро достигается предел текучести, отвечающий деформированию обратного знака. В результате пластическая деформация может начаться даже раньше, чем среднее напряжение в теле упало до нуля. Появляется асимметрия цикла упругопластической деформации, причем диаграмма деформирования во многих деталях соответствует проявлению эффекта Баушингера.

В условиях высокоскоростного деформирования необходимо учитывать вязкостные свойства материалов. Измерения структуры ударных волн [28] показали, что в диапазоне скоростей деформации $10^5 \ldots 10^8$ с$^{-1}$ скорость пластического сдвига $\dot{\gamma}$ связана со сдвиговым напряжением зависимостью:

$$\dot{\gamma} = A'(\tau - \tau_m)^2,$$

где константа $A'$ для различных металлических материалов варьируется в пределах $10^7 \ldots 10^9$ ГПа$^{-2}$с$^{-1}$. В многоэлементной модели это соотношение может быть представлено в виде [29]:

$$\dot{\gamma} = A' \left[ \frac{\bar{\tau}}{\tau_т^k} (\tau^k - \tau_т^k) \right],$$

где $\tau_т^k$ — сдвиговое напряжение на пределе текучести в подэлементах, $\tau^k$ текущие значения напряжений в подэлементах, $\bar{\tau}$ — предельное напряжение сдвига.

Описательные возможности модели существенно расширяются введением упрочнения и разупрочнения подэлементов. Модель Мазинга может быть обобщена на произвольное напряженное состояние и неограниченное число подэлементов [27], однако в расчетах одномерных движений среды в ударных волнах использование конечного числа элементов представляется более наглядным, простым в реализации и достаточно разумным. На рис.4.3 показаны результаты

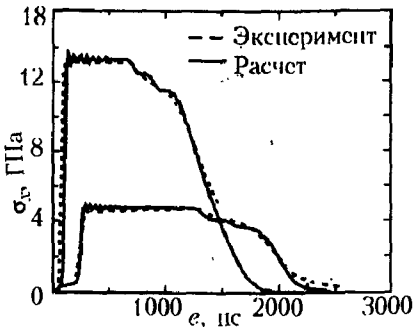


**Рис.4.3.** Результаты численного моделирования эволюции импульсов ударного сжатия в алюминии с использованием двухэлементной модели Мазинга.

численного моделирования эволюции импульсов ударной нагрузки в дюралюминии. Упругопластические деформации рассчитывались по модели Мазинга с числом подэлементов равным 2. В модели один из подэлементов претерпевал деформационное упрочнение, а второй разупрочнялся. Видно, что даже такое минимальное количество подэлементов существенно улучшает описание экспериментальных данных по сравнению с простой моделью идеального упругопластического тела.

### 4.4. Модели хрупких материалов

В отличие от пластичных сред, для неупругого деформирования высокотвердых хрупких материалов характерны процессы локализации деформации и энергии, растрескивания, которое может инициироваться даже при напряжениях несколько ниже предела упругости, дилатансионные и другие специфические эффекты. Все это значительно усложняют описание реакции материала на динамическую нагрузку.

Модель хрупкой среды, основанная на анализе микромеханизмов растрескивания под нагрузкой, рассматривается в работе [30]. Условие нестабильности трещин и неупругие деформации получены из рассмотрения эволюции уединенных микротрещин в поле приложенного напряжения. Модель предполагает прогрессивное падение сдвиговой прочности и модуля сдвига как результат растрескивания, однако сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными профилями импульсов сжатия не подтверждает деградацию сдвиговой упругости. Сопротивление деформированию гранулированной среды после растрескивания хрупкого материала в этой модели определяется межзеренным трением.

Подобная модель, развиваемая в [31], предполагает наличие микротрещин произвольной ориентации в исходном хрупком материале, возможность пластического деформирования при напряжениях выше предела текучести, а также деградацию прочности и модулей упругости в результате растрескивания как при растяжении, так и при сжатии.

В работе [32] предпринято численное моделирование ударных волн в керамиках в рамках того же феноменологического приближения [33, 34], которое ранее успешно применялось к пластичным металлам. Предел текучести представлялся функцией давления, температуры, деформации и скорости деформирования. В описание включена в простейшей форме модель Баушингера, где предполагается уменьшение модуля сдвига при смене знака деформирования на обратный.

Простая феноменологическая модель с включением члена, описывающего разупрочнение при развитии поврежденности материала, использовалась в расчетах [34]. Предполагалось, что поврежденность среды есть функция только работы пластической деформации при сжатии.

Нужно сказать, что эти упрощенные модели обеспечивают достаточно разумное согласие с экспериментальными данными лишь для таких керамических материалов, как карбид кремния, реакция которых на ударную нагрузку близка к упругопластической. Согласие становится много хуже в случае, например, карбида бора, ударное сжатие которого явно сопровождается дроблением и дилатансионными эффектами. Требуются дальнейшие усилия для создания действительно работоспособной модели, которая должна включать упрочнение хрупкого материала при его пластической деформации под давлением, разупрочнение в результате растрескивания, дилатансионные эффекты, критерии трещинообразования и дилатансии, эффект Баушингера и влияние скорости деформирования. Модель должна быть совместима с программными комплексами численного моделирования динамических процессов и допускать возможность определения ее материальных параметров на основе ограниченного набора экспериментальных данных.

### 4.5. Пористые материалы

Деформация пористого твердого тела при малых нагрузках является упругой, как и для любого другого типа твердых тел. Пористые среды имеют меньший модуль сдвига и меньший предел упругости, чем соответствующие монолитные материалы, причем эти величины уменьшаются с увеличением пористости. При напряжениях сжатия выше предела упругости происходит необратимое уплотнение материала, причем очевидно, что, в отличие от сплошной среды, необратимая деформация происходит даже в случае всестороннего сжатия. Чем выше начальная пористость материала, тем большая нагрузка требуется для его уплотнения, что объясняется деформационным упрочнением среды. В результате плотность сплошной среды в ударных волнах достигается при напряжениях, существенно превышающих значение предела упругости на ударной адиабате соответствующего беспористого материала.

В литературе известны несколько модельных определяющих соотношений для описания поведения пористых материалов при динамическом сжатии на основе свойств сплошной компоненты и некоторых предположений и механизме схлопывания пор. Обычно

такие модели содержат несколько свободных параметров, которые подбираются эмпирически для согласования с результатами измерений ударной сжимаемости.

Одной из первых моделей такого рода является так называемая $p-\alpha$ модель У.Херрманна [35]. Параметр пористости $\alpha$ в этой модели есть отношение удельного объема пор $V_p$ к удельному объему сплошного материала матрицы $V_m$. Общий объем пористой среды изменяется под действием приложенного напряжения как в результате закрытия пор, так и вследствие изменения объема матрицы. В этих предположениях пористость описывается соотношением:

$$\alpha = 1 + (\alpha_y - 1)\,[(p_s - p)/(p_s - Y_p)]^2,$$

где $\alpha_y$ есть значение пористости на пределе упругости, $p_s$ — давление полного компактирования, $Y_p$ — предел текучести исходного пористого материала. Для пористого материала используется то же самое термодинамическое уравнение состояния $p = p(V/\alpha, E)$, что и для сплошного. В работе [36] найдено, что экспоненциальное $p-\alpha$ соотношение обеспечивает гораздо лучшее описание экспериментальных данных. Это соотношение имеет вид:

$$\alpha = 1 + (\alpha_y - 1)\, e^{-\hat{\alpha}(p - p_1)},$$

где $\hat{\alpha}$ и $p_1$ — подгоночные константы.

В модели Кэролла и Холта [37] используется уравнение состояния в форме $p = \alpha^{-1} f(V/\alpha, E)$, то есть учитывается уменьшение эффективной площади поперечного сечения, через которую передается нагрузка в пористом теле.

Простое определяющее соотношение для расчета ударной адиабаты в области неполного уплотнения пористого материала предложено в работе [38]. Модель основана на предположениях, что геометрические характеристики пор и матрицы примерно одни и те же как в случае ударного сжатия, так и в условиях изостатического уплотнения, а эффектами скорости деформирования и диссипации энергии при ударном сжатии можно пренебречь. С этими предположениями получено определяющее соотношение в виде:

$$V = V_s(p)\left[\,1 + \left(\frac{V_{00}}{V_0} - 1\right) e^{-(5n - 9{,}4)\,(p - \sigma_y)}\,\right],$$

где $V_s(p)$ — удельный объем сплошной компоненты, $V_{00}$ и $V_0$ — значения начального удельного объема пористого и сплошного материалов соответственно, $n \approx 2{,}1 \ldots 2{,}5$ — индекс деформационного упрочнения Мейера, который определяется путем измерений твердости при различных нагрузках, $\sigma_y$ — предел упругости пористого материала.

Модели, рассмотренные выше, не учитывают релаксацию напряжений в процессе компактирования. В работе [39] в модель введена упрощенная кинетика схлопывания пор:

$$\dot{\alpha} = M(\alpha)\left[\dot{p} + \frac{p - p_0(\alpha)}{\tau}\right],$$

где $M(\alpha)$ описывает обратимое изменение $\alpha$ в упругой области, $p_0(\alpha)$ — равновесное давление при данном значении пористости $\alpha$. Рассматривался ансамбль сфер радиуса $b_0$, каждая из которых содержит внутреннюю пору с радиусом $a_0$. Пористость $\alpha$ выражается через $a_0$, $b_0$ соотношением:

$$(b_0/a_0)^3 = \alpha_0/(\alpha_0 - 1).$$

Согласно этой модели, время релаксации $\tau$ пропорционально среднему размеру пор $a_0$:

$$\tau = \left[\rho\alpha_0^2 (3Y\alpha_0 - 1)^{2/3}\right]^{1/2},$$

где $\rho$ — плотность материала сплошной матрицы, $Y$ — предел текучести материала матрицы. Численное моделирование ударно-волнового уплотнения пористого алюминия на основе этой модели и с учетом упрочнения [40] демонстрирует достаточно хорошее общее согласие между результатами расчетов и экспериментальными данными. Показано также, что вклад вязкости более существенен в расчете ширины фронта ударной волны, чем в конечном размере пор. Адекватное описание ширины фронта стационарной ударной волны в алюминии получено при значениях коэффициента вязкости в диапазоне 1 — 10 Па · с.

Модель Кэролла и Холта модифицирована в работе [41] с более детальным описанием вклада вязкости и динамики схлопывания пор. Два параметра — $K = (1/D)\,(Y/\rho_0)^{1/2}$ и $R = \eta/\left[a_0(Y\rho_0)^{1/2}\right]$ — позволяют анализировать поведение пористой среды в зависимости от индивидуальных свойств в широком диапазоне нагрузок.

Дальнейшее развитие модель пористой среды получила в работе [42], где в рассмотрение включены девиаторные напряжения. В результате пористость и эволюция формы пор стали определяться полным тензором напряжений. Согласно этой модели компактирование может происходить даже в результате действия одних только сдвиговых напряжений. Определяющее соотношение основано на концепции поверхности текучести, которая является функцией пористости $\alpha$.

Ударное сжатие пористых сред сопровождается ее нагревом, причем при том же давлении ударного сжатия средняя температура пористой среды выше, чем температура сплошного вещества. Распределение поглощенной энергии в среде зависит в основном от того, как происходит схлопывание пор в ударной волне. Теоретический анализ вязкопластического разогрева вещества в окрестности коллапсирующих сферических пор предпринят в работах [43–46].

# ГЛАВА 5

## ЯВЛЕНИЕ ОТКОЛА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ИМПУЛЬСА СЖАТИЯ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА

Эксперименты с плоскими ударными волнами предоставляют уникальную возможность изучения прочностных свойств твердого тела в условиях весьма малых одноосных деформаций при напряженных состояниях, близких к всестороннему растяжению. Помимо того, что такого рода измерения дают сведения о сопротивлении материалов разрушению под действием высокоскоростного удара, взрыва и других интенсивных импульсных нагрузок, ударно-волновые испытания представляют несомненный интерес с точки зрения физики прочности.

Специфика субмикросекундных ударно-волновых воздействий заключается в том, что в силу недостатка времени для обмена информацией между различными участками тела вклад поверхности и отдельных крупных дефектов в развитие разрушения практически исключается. С другой стороны, в этих условиях действуют дополнительные факторы, которые могут влиять на процесс разрушения. В ударных волнах развиваются экстремально высокие скорости деформирования, процесс носит адиабатический характер и сопровождается разогревом вещества. Необходимо понять, в какой мере условия испытания влияют на измеряемое сопротивление разрушению.

Динамическая прочность материалов в области предельно малых длительностей нагрузки исследуется путем анализа откольных явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности тела. Известно, что движение вещества при отражении импульса нагрузки определяется интерференцией падающей и отраженных волн, причем в случае, если поверхность тела граничит с пустотой, отраженный импульс симметричен падающему. В результате после

отражения импульса сжатия от поверхности внутри тела генерируются растягивающие напряжения, которые могут привести к его внутреннему разрыву — отколу.

### 5.1. Волновые взаимодействия при отколе

Методы измерения сопротивления материалов откольному разрушению базируются на анализе волновых взаимодействий при отколе. На рис.5.1 представлены диаграммы время — расстояние $(t-x)$ и давление — скорость вещества $(p-u)$, иллюстрирующие динамику движения среды при отражении импульса сжатия от поверхности тела.

Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до величины $W_0$, равной удвоенной массовой скорости в ударной волне. Отражение ударной волны от поверхности вызывает появление центрированной волны разрежения, которая на диаграмме $t-x$ представлена веером $C_-$-характеристик. Вслед за ударной волной на поверхность выходит падающая волна разгрузки, описываемая $C_+$-характеристиками на диаграмме $t-x$. Волна разгрузки вызывает уменьшение скорости поверхности. Состояния вещества в зоне взаимодействия падающей и отраженной волн отыскиваются на диаграмме $p-u$ как точки пересечения Римановых траекторий изменения состояния вдоль характеристик $C_+$ и $C_-$, проходящих через данную точку вещества в данный момент времени. В частности, состояние вещества в плоскости

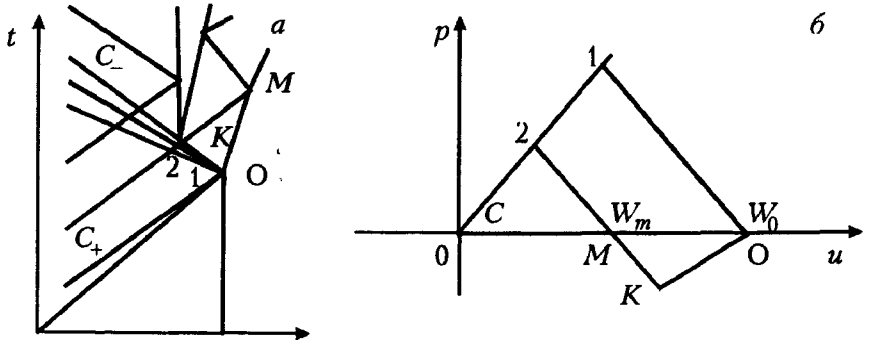


**Рис.5.1.** Волновые взаимодействия при откольном разрушении. Пояснения в тексте.

откола непосредственно перед началом разрушения отвечает на диаграмме $p-u$ точке пересечения $K$ Римановых траекторий $WOK$ (изменение состояния вдоль хвостовой характеристики отраженной центрированной волны) и $2K$ (траектория вдоль последней $C_+$-характеристики падающей волны, прошедшей через плоскость откола).

В процессе разрушения растягивающие напряжения быстро релаксируют к нулю. В результате в растянутом материале появляется волна сжатия, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса. Последующие колебания скорости вызваны многократными отражениями волн между поверхностью образца и плоскостью откола.

### 5.2. Методы измерений откольной прочности

Все известные экспериментальные методы исследования откольных явлений дают лишь косвенную информацию о процессе разрушения и действующих напряжениях. Действительно, высокие растягивающие напряжения при откole генерируются лишь внутри испытуемого образца, но невозможно ввести какой-либо датчик в образец, не нарушив его целостности и не изменив его сопротивление растяжению. В связи с этим имеют большое значение выбор и обоснование метода исследования, обеспечивающего получение наиболее полной и надежной информации.

Исследования откола ведутся, главным образом, в двух направлениях: 1 — металлографическое изучение зоны откола в сохраненных образцах с установлением корреляции между степенью разрушения и историей нагружения; 2 — инструментальное измерение сопротивления динамическому разрушению. В первом случае результатом исследований является информация о способности материала противостоять ударному нагружению, сведения о механизме зарождения и развития микротрещин или пор в материале и статистическое описание этих процессов. Динамические измерения во время ударноволнового нагружения дают наиболее корректные данные о напряжениях, действующих в теле при его откольном разрушении.

В литературе описан ряд иных способов измерения откольной прочности. Так, например, величину разрушающих напряжений находят путем измерения толщины откольной пластины в сочетании с математическим моделированием ударноволнового процесса [1, 2]. В некоторых работах точность моделирования проверяется контрольными измерениями профиля падающего импульса сжатия в окрестности откола. За величину откольной прочности принимается полученное в расчете максимальное значение растягивающего напряжения

в сечении откола, положение которого определяется по толщине откольной пластины.

Как правило, зона разрушения при отколе имеет некую конечную толщину. Поскольку процесс разрушения ограничивает рост растягивающих напряжений по мере распространения отраженной волны разрежения вглубь образца, а закон релаксации растягивающих напряжений при разрушении априори неизвестен и в подобных расчетах не учитывается, важно четко определить сечение образца, где расчет растягивающих напряжений еще корректен. Поверхность откольного разрушения обычно достаточно сильно развита, поэтому средняя толщина откольной пластины определяется методом взвешивания. Тем самым за сечение откола принимается некое усредненное сечение, по обе стороны от которого материал в той или иной степени разрушен. По этой причине пренебрежение релаксацией растягивающих напряжений приводит к систематическому завышению, иногда многократному, рассчитываемых значений откольной прочности.

Рассмотрим основные способы исследования откольных явлений более подробно.

Метод определения откольной прочности, основанный на анализе образцов после испытания [3, 4], представляется на первый взгляд наиболее наглядным. Импульсы динамической нагрузки создаются в испытуемых образцах, как правило, ударом пластины, причем для более надежной интерпретации истории нагружения ударники зачастую изготовляются из того же материала, что и образец, а толщина образца обычно берется равной двум толщинам ударника. При известной ударной сжимаемости материала амплитуда и длительность импульса сжатия в этом случае легко рассчитываются, а отраженный импульс растяжения принимается симметричным падающему импульсу сжатия.

Для определения откольной прочности проводится серия опытов с постепенно увеличивающейся скоростью удара. После испытаний образцы разрезаются таким образом, чтобы плоскость сечения была параллельна направлению нагрузки, и подвергаются металлографическому анализу. Результатом исследований является оценка степени поврежденности образца (отсутствие видимых нарушений сплошности, зарождение микротрещин или микропор, их рост и слияние, образование магистральной трещины) как функции скорости удара и толщины ударника. Предполагая, что импульс растяжения при этом во всех случаях остается симметричным падающему, на основании таких экспериментов определяют несколько условных порогов разрушения. Более детальный анализ [5] дает статистическое

распределение микронесплошностей по размерам как функцию координаты в образце, что является основой для построения кинетики зарождения и роста трещин или пор.

Анализ образцов после испытаний на откольное разрушение есть основной способ изучения механизма явления и оценки ресурса материала. Что же касается определения разрушающих напряжений, то, поскольку по мере развития разрушения происходит релаксация растягивающих напряжений, для этой цели имеет смысл только выявление критической скорости соударения, при которой появляются первые признаки разрушения. Однако и в этом случае следует заметить, что установление факта появления первых признаков разрушения зависит от разрешающей способности используемой методики и принимаемых критериев, что вносит значительную неопределенность в искомую величину разрушающих напряжений. Практика показывает, что получаемые данным способом значения разрушающих напряжений обычно несколько завышены.

Наиболее достоверный и информативный способ определения разрушающих напряжений при отколе базируется на измерении профиля скорости свободной поверхности образца. Как показано выше, анализ профиля скорости позволяет без дополнительных предположений найти величину растягивающих напряжений, действовавших в образце в момент начала разрушения. С этой целью непосредственно из профиля скорости свободной поверхности $W(t)$ находятся величины максимальной скорости $W_0$ и скорости поверхности перед выходом на нее фронта откольного импульса $W_m$. Величина растягивающих напряжений в плоскости откола определяется затем в акустическом приближении как:

$$\sigma^* = \rho_0 c_0 (W_0 - W_m)/2, \qquad (5.1)$$

где $\rho_0$ — начальная плотность материала, $c_0$ — объемная скорость звука. В случае больших растягивающих напряжений следует учитывать нелинейную сжимаемость материала. Это достигается экстраполяцией его изэнтропы в плоскости $p-u$ в область отрицательных давлений. Реально, во всем достигнутом диапазоне растягивающих напряжений поправка на нелинейность не превышает 10%.

Типичные профили скорости свободной поверхности металлических образцов показаны на рис.5.2 на примере титанового сплава ВТ6 [6]. В представленной серии измерений амплитуда импульсов ударной нагрузки варьировалась изменением скорости ударников. Видно, что в случае минимальной скорости соударения профиль

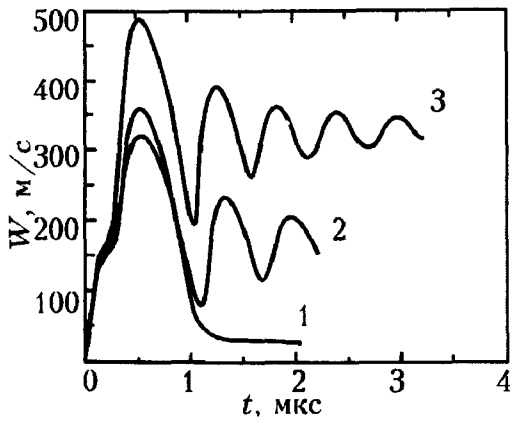


**Рис.5.2.** Типичные профили скорости свободной поверхности при откоде в металлических образцах. Эксперименты с титановым сплавом ВТ6, нагружение алюминиевыми ударниками толщиной 2 мм; толщина образцов варьировалась от 9,8 до 12 мм, скорость удара – от 450 м/с до 700 м/с.

скорости поверхности практически повторяет форму импульса сжатия внутри образца. Фиксируется выход на поверхность упруго-пластической волны сжатия и следующей за ней разгрузки. Небольшой гистерезис скорости объясняется гистерезисом цикла упругопластического деформирования.

С увеличением скорости удара возрастают растягивающие напряжения после отражения импульса сжатия от поверхности образца. Когда они достигают разрушающей величины, внутри образца инициируются зарождение и рост трещин, что приводит к релаксации растягивающих напряжений. В результате в растянутом материале формируется волна сжатия, которая проявляется на профиле скорости поверхности образца в виде так называемого откольного импульса. После этого происходят многократные отражения волн в откалывающейся пластине между поверхностью образца и поверхностью разрушения, что вызывает осцилляции скорости поверхности. Период осцилляций скорости определяется толщиной откольного слоя, а первый спад скорости от ее максимальной величины к значению перед фронтом откольного импульса определяется величиной растягивающих напряжений в образце в момент начала его разрушения. Дальнейшее увеличение ударной нагрузки не приводит к возрастанию этой разницы скоростей.

Для большинства твердых тел, как и в приведенном примере с титаном, на профилях скорости четко наблюдается проявление упругопластических свойств. В связи с этим встает вопрос: какое значение скорости звука следует использовать для расчета растягивающих напряжений в плоскости откола? В случае одномерной деформации слабые возмущения могут распространяться с «продольной»

скоростью звука, $c_l$, если деформация является упругой, и с «объемной» скоростью звука $c_b < c_l$ в области пластического деформирования.

На рис.5.3 приведена диаграмма процесса волновых взаимодействий при отражении одномерного импульса сжатия прямоугольного профиля от свободной поверхности упругопластического тела. На начальном этапе процесс одноосного сжатия является чисто упругим пока напряжение в волне не достигнет величины динамического предела упругости. Соответственно, наклон начального участка адиабаты $\mathrm{d}p/\mathrm{d}u = \rho c_l$. В области пластического деформирования при напряжении выше предела упругости наклон равен $\rho c_b$. Разгрузка ударно-сжатого вещества является вначале чисто упругой как в падающей, так и в отраженной волнах разрежения. Упругий участок разгрузки в идеализированном случае равен удвоенному динамическому пределу упругости, после чего расширение вещества происходит уже в пластической области.

Таким образом, из диаграммы видно, что хотя и падающая, и отраженная волны разрежения имеют упругопластический характер, их взаимодействие в случае достаточно большой (больше удвоенной амплитуды упругого предвестника) интенсивности падающего импульса сжатия происходит в области пластического деформирования. При этом траектории $P-u$ в области отрицательных давлений имеют наклон, определяемый объемной сжимаемостью вещества, следовательно, при расчете растягивающих напряжений следует использовать величину «объемной» скорости звука $c_b$.

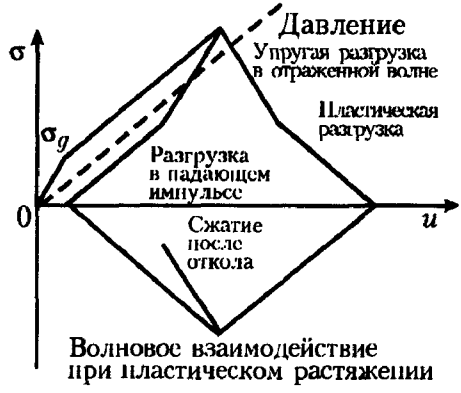


**Рис.5.3.** Изменения состояния упругопластической среды в падающей и отраженной волнах при выходе прямоугольного импульса сжатия на свободную поверхность тела.

С другой стороны, откольный импульс есть волна сжатия, которая распространяется по растянутому материалу и, следовательно, должна иметь упругий предвестник. В результате фронт откольного импульса движется с «продольной» скоростью звука и нагоняет разгрузочную часть исходного импульса сжатия, которая распространяется с «объемной» скоростью звука (рис.5.4). По этой причине величина $W_m$, измеренная по профилю скорости поверхности, оказывается выше скорости поверхности перед фронтом откольного импульса, которая должна была бы иметь место при отсутствии искажающего влияния упругого предвестника.

Скорректированное выражение для определение растягивающих напряжений в упругопластическом теле имеет вид:

$$\sigma^* = \frac{1}{2}\rho_0 c_0 (W_0 - W_m + \delta W),$$

где $\delta W$ — поправка, учитывающая разницу скоростей распространения разгрузочной части падающего импульса и фронта откольного импульса. С учетом наклона профиля скорости по обе стороны от точки определения $W_m$ (рис.5.4) величина поправки оценивается как:

$$\delta W = (h/c_0 - h/c_l)\frac{|\dot{W}_1 \cdot \dot{W}_2|}{|\dot{W}_1| + \dot{W}_2},$$

где $h$ — толщина откольной пластины, $\dot{W}_1$, $\dot{W}_2$ — градиенты скорости свободной поверхности в падающей волне разрежения и во фронте откольного импульса соответственно. Толщина откольной пластины

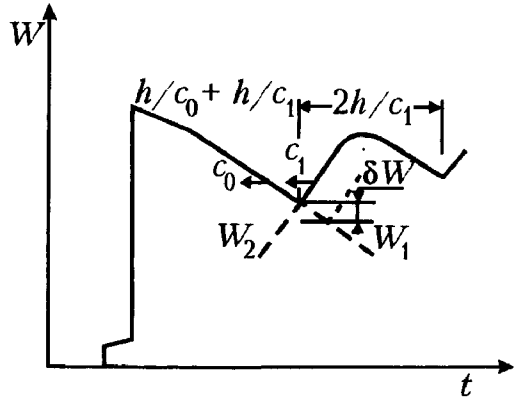


**Рис.5.4.** Искажение волнового профиля вследствие того, что скорость фронта откольного импульса превышает скорость распространения части падающего импульса нагрузки перед ним.

определяется из того же профиля $W(t)$ по периоду колебаний скорости. При этом следует учесть, что фронт волны, многократно отражающейся внутри откольной пластины, движется с «продольной» скоростью звука $c_l$, так что при использовании периода $\Delta t$ колебаний скорости после откола величина $h$ определяется как $h = c_l \Delta t/2$. При использовании только длительности первого импульса (до момента выхода на поверхность фронта откольного импульса) толщина откольной пластины определяется как $h = \Delta t/(1/c + 1/c_l)$, где $c$ — среднее значение объемной скорости звука на пути от поверхности образца до сечения откола.

Строго говоря, величина $\delta W$ есть лишь оценка максимального значения коррекции, поскольку нет никаких доказательств того, что достаточно точны используемые экстраполяции части исходного волнового профиля и фронта откольного импульса. Действительно, неискаженный профиль волны может содержать размытый минимум вблизи измеренного значения $W_m$ или острый минимум вблизи скорректированного значения скорости — и в обоих этих случаях результирующий профиль скорости свободной поверхности упругопластического тела будет практически одним и тем же. Это значит, что измерения следует организовывать таким образом, чтобы свести $\delta W$ к минимуму. Нетрудно показать, что искажения волнового профиля минимальны, если применяются импульсы ударной нагрузки треугольного профиля. В этом случае величина $\delta W$ обычно не превышает 10 — 15% разности $W_0 - W_m$.

Нагружение образцов в опытах по измерению откольной прочности обычно осуществляется ударом пластины. При этом импульс ударной нагрузки имеет вначале приблизительно прямоугольную форму пока расстояние, пройденное волной сжатия, не достигнет примерно пяти толщин ударника. После этого фронт волны разрежения нагоняет волну сжатия и импульс нагрузки становится по форме близким к треугольному. Следовательно, для того, чтобы коррекция $\delta W$ была минимальной, отношение толщин образца и ударника должно быть, как минимум, равно 5.

Корректность определения откольной прочности по профилям скорости поверхности многократно была подтверждена экспериментами с интенсивностями ударной нагрузки, близкими к величине откольной прочности. Откольный импульс в этих опытах не фиксировался при амплитудах нагрузки меньше величины откольной прочности и появлялся на профилях скорости с увеличением нагрузки

выше $\sigma^*$. При дальнейшем увеличении нагрузки величина $\Delta W = W_0 - W_m$ практически сохранялась. Тщательное сопоставление динамических измерений откольной прочности с результатами металлографического анализа образцов после испытаний показывает, что в импульсах ударной нагрузки с амплитудой $\sigma^*$ происходит лишь зарождение разрушения.

Растягивающие напряжения генерируются не только в случае отражения импульса сжатия от свободной поверхности тела, но также при отражении от границы со средой с низким динамическим импедансом. Измерения откольной прочности могут базироваться на регистрации профиля давления или массовой скорости на этой границе [7, 8]. Соответствующая диаграмма $p$ - $u$ приведена рис.5.5.

Очевидно, что замена свободной поверхности преградой с малой динамической жесткостью приводит к увеличению расстояния между плоскостью откола и контрольной поверхностью, где проводятся измерения. В результате возможные искажения волнового профиля также возрастают. Кроме того, применение преград сопряжено с появлением дополнительных источников погрешности, обуславливаемых неточностью уравнений состояния образца и преграды и необходимостью определения малой разности больших величин. Погрешность уменьшается с увеличением разности динамических импедансов образца и преграды.

Использования профилей давления для определения откольной прочности сопряжено с еще одним дополнительным источником погрешности. Дело в том, что все способы измерения давления являются вторичными и основаны на эмпирических калибровочных зависимостях, которые всегда известны с ограниченной точностью.

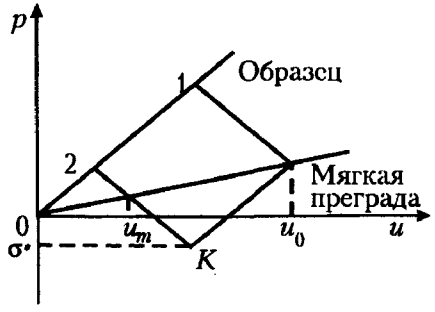


**Рис.5.5.** Возбуждение растягивающих напряжений при отражении импульса сжатия от границы со средой, имеющей низкий динамический импеданс.

Динамика области разрушения в опытах с преградами может иметь некоторые специфические особенности; связанные с действием противодавления со стороны преграды. Этот эффект, наиболее существенный в случае малопрочной среды, рассматривается в следующем разделе на примере кавитации в жидкости.

### 5.3. Динамика области кавитации при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред

Рассмотрим в акустическом приближении кавитацию в результате отражения треугольного импульса сжатия от границы с веществом, имеющим меньшую динамическую жесткость [9]. Процесс иллюстрируется диаграммами расстояние—время и скорость—давление на рис.5.6, 5.7. Цель анализа—определение закономерностей движения границ зоны кавитации и проявление этого движения на профилях скорости контактной поверхности. Предполагается, что прочность на разрыв для анализируемого материала равна нулю.

Обозначим через $i_1 = \rho_{01}c_1$ и $i_2 = \rho_{02}c_2$ с динамические жесткости исследуемого материала и преграды соответственно. Падающий импульс сжатия распространяется вдоль $C_+$-характеристик (рис.5.6). После выхода скачка сжатия на контактную поверхность появляется отраженная волна разрежения, которая движется вдоль $C_-$-характеристик. Пусть распределение скорости вещества в падающем импульсе сжатия имеет вид:

$$u = u_0 - k(c_1 t - h + H); \quad u = 0 \quad \text{при} \quad h - c_1 t \le H - u_0/k.$$

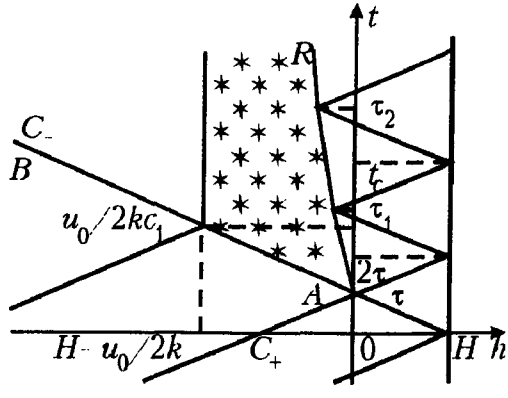


**Рис.5.6.** Движение границ зоны кавитации при отражении импульса сжатия от границы с веществом, имеющим меньшую динамическую жесткость.

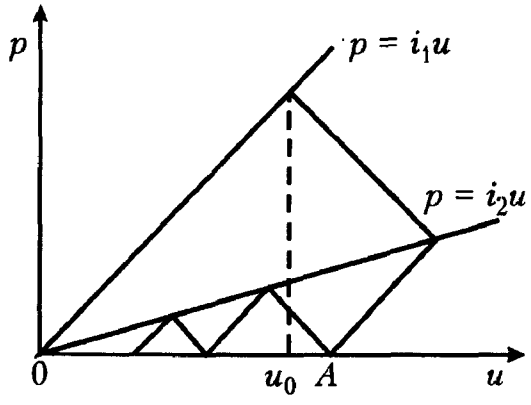


**Рис.5.7.** Волновые взаимодействия в области между зоной кавитации и преградой с малой динамической жесткостью при нулевой прочности на разрыв.

Здесь $u_0$ — максимальное значение массовой скорости в падающем импульсе сжатия, $k$ = const. Кавитация начинается при $t = \tau$ в сечении $h = 0$ (рис.5.6), где в результате интерференции встречных волн разрежения давление впервые упало до нуля. Левая граница области кавитации переносится $C_-$-характеристикой, проходящей через эту точку (линия $AB$). После пересечения отраженной волны разрежения с концом падающего импульса сжатия в точке $t = u_0/2kc_1$, $h = H - u_0/2k$ распространение зоны кавитации влево прекращается. Из условия совместности состояний на $C_+$- и $C_-$-характеристиках следует (рис.5.7), что давление $p = 0$ достигается в момент времени $\tau = H/c_1 = (u_0/kc_1)i_2/(i_1 + i_2)$.

Изменение скорости и давления на контактной границе до выхода на нее информации о начале кавитации описывается уравнениями:

$$\bar{u}(t) = 2(u_0 - kc_1 t)i_2/(i_1 + i_2), \quad \bar{p}(t) = i_2\bar{u}(t), \quad t \le 2\tau. \qquad (5.2)$$

Под действием противодавления со стороны преграды несплошности вблизи правой границы области кавитации закрываются, а сама граница смещается влево (линия $AR$ на рис.5.6). Найдем закон ее движения.

Из условия равенства нулю давления на границе области кавитации и требования согласования изменения давления и скорости вещества вдоль $C_-$-характеристики с параметрами $\bar{p}$, $\bar{u}$ на контактной границе получаем значение скорости вдоль траектории $AR$:

$$u^+(t) = \frac{i_1 - i_2}{i_1}\,\bar{u}\left(t - \frac{H - h_R}{c_1}\right) = \frac{2(i_1 - i_2)}{i_1 + i_2}\,[u_0 - k(c_1 t + h_R - H)],$$

$$\tau \le t \le \tau_1, \qquad (5.3)$$

где через $h_R$ обозначена лагранжева координата правой границы области кавитации, а величина $\tau_1$ определяется через $h_R$ и будет найдена ниже.

В рамках рассматриваемого приближения с нулевым сопротивлением растяжению скорость частиц вещества после начала образования несплошностей сохраняется постоянной и равной:

$$u^-(t) = 2\,[u_0 - 2k(H - h)], \quad t \ge \tau - h/c. \qquad (5.4)$$

Изменение удельного объема в зоне кавитации в этом случае находится из уравнения:

$$\frac{dV}{dt} = V_0 \cdot \frac{du}{dh} = 4kV_0. \qquad (5.5)$$

Уравнение границы $AR$ определяется следующим образом. На этой границе в результате действия противодавления происходит схлопывание несплошностей. При этом массовая скорость и удельный объем среды претерпевают скачок от $u^-$, $V^-$ слева от границы до $u^+$, $V^+ = V_0$ справа от нее. Следовательно, для правой границы области кавитации можно написать уравнение сохранения массы, аналогичное условию на ударном скачке: $(D - u^-)/V^- = (D - u^+)/V^+$, где $D$ есть скорость движения границы в лабораторной системе координат. С учетом того, что за скачком уплотнения удельный объем вещества равен $V_0$, получаем дифференциальное уравнение для траектории движения правой границы зоны кавитации в координатах Лагранжа:

$$\frac{dh_R}{dt} = D - u^+ = \frac{V^+}{V^- - V^+}\,(u^+ - u^-). \qquad (5.6)$$

Значение удельного объема $V^-$ находится интегрированием (5.5) с использованием начального условия $V^- = V_0$ при $t = \tau - h/c_1$:

$$V^- = V_0\left[1 + \frac{4k}{c_1}\left(c_1 t + h - H\right)\right]. \qquad (5.7)$$

После подстановки в (5.6) значений $u^+$, $u^-$, $V^-$ из (5.3), (5.4), (5.7) получаем:

$$\frac{dh_R}{dt} = -\frac{c_1}{2}\frac{(2+\delta)h_R + \delta c_1(t-\tau)}{h_R + c_1(t-\tau)},$$

$h_R = 0$ при $t = \tau$, $\delta = (i_1 - i_2)/(i_1 + i_2)$.

Начальные условия являются особой точкой уравнения (5.8) где числитель и знаменатель одновременно обращаются в нуль. Эта особая точка является седлом. Через нее проходят две пересекающиеся прямые, одна из которых не удовлетворяет постановке задачи, а вторая дает искомое уравнение траектории правой границы зоны кавитации:

$$h_R = Ac_1(t-\tau), \quad \tau \le t \le \tau_1, \quad A = -1 - \delta/4 + (1 + \delta^2/16)^{1/2}, \tag{5.9}$$

$\tau_1 = \tau(3 + A)/(1 + A)$.

Таким образом, правая граница области кавитации движется влево с постоянной скоростью $Ac_1$, величина которой не зависит от крутизны падающего импульса сжатия.

Начальный участок волнового профиля на контактной границе описывается выражением (5.2). Нарушение сплошности вещества вызывает изменение крутизны волны на границе. С учетом движения границы области кавитации волновой профиль на этой стадии описывается выражением:

$$u(t) = \frac{i_1}{i_1 + i_2}u^+\left(t - \frac{H - h_R}{c_1}\right) = \frac{2i_1(i_1 - i_2)}{(i_1 + i_2)^2}\left[u_0 - \frac{1 + A}{1 - A}kc_1(t - 2\tau)\right], \tag{5.10}$$

$2\tau \le t \le t_c = 4\tau/(1 + A)$.

Анализ последующих стадий процесса показывает, что скорость правой границы области кавитации в процессе волновых циркуляций монотонно уменьшается.

Влияние зволюции области кавитации на волновой профиль на контактной поверхности может быть весьма существенным. На рис.5.8 сопоставляются профили скорости поверхности образца, имеющего нулевую прочность, при разгрузке в среду с меньшей жесткостью, причем профиль 1 рассчитан по уравнению (5.10) с учетом движения правой границы области кавитации, а профиль 2 – без

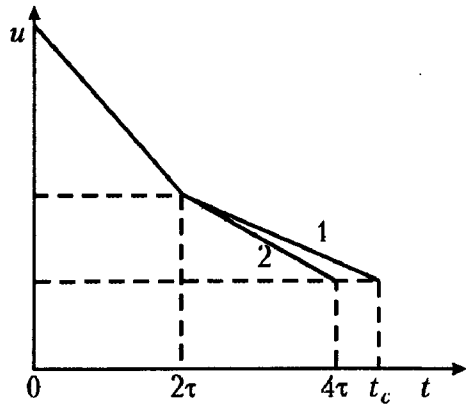


**Рис.5.8.** Влияние движения границы зоны кавитации на профиль скорости контактной поверхности. Профиль 1 соответствует смещающейся границе, 2 — неподвижной.

учета движения границы: $h_R = 0$. Для $\delta = 0{,}5(i_1/i_2 = 3)$ учет движения границы дает поправку в наклоне профиля $\bar{u}(t)$ свыше 26%.

Таким образом, результаты анализа показывают заметную динамику зоны кавитации, которую следует учитывать при интерпретации волновых профилей на контактной поверхности, получаемых при исследовании откольных явлений в малопрочных средах.

### 5.4. Эволюция волны растяжения и растягивающих напряжений за плоскостью откола

Регистрация профилей скорости свободной поверхности дает информацию об изменениях напряженного состояния в слое образца между его тыльной поверхностью и поверхностью разрушения. Сведения о дальнейшей эволюции нагрузки при распространении отраженной волны разрежения за плоскость откола остаются недоступны. Между тем, эти данные могли бы быть полезными для оценки кинетики процесса разрушения.

Проследим [10] в акустическом приближении за изменением состояния вещества вдоль характеристик в материале, уравнение состояния которого имеет вид:

$$V_0^2 \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}V}\right)_{V_n = \mathrm{const}} = -a^2 = \mathrm{const}, \tag{5.11}$$

где $V_n$ есть объем несплошностей в единице массы вещества, избранный в качестве меры разрушения. Полный удельный объем разрушаемой среды при этом складывается из объема сплошной компоненты и объема несплошностей:

$$V = V_s(p) + V_n(t). \tag{5.12}$$

Скорость разрушения $\dot{V}_n$ задается кинетическим соотношением как функция давления и достигнутой степени разрушения. В этом случае уравнения одномерного движения в координатах Лагранжа имеют вид:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0 a^2} \frac{\partial u}{\partial h} - \rho_o^2 a^2 \dot{V}_n = 0. \tag{5.13}$$

В рассматриваемом случае, как и в нерелаксирующей среде, характеристиками являются прямые с наклоном $(\mathrm{d}h/\mathrm{d}t) = \pm a$ и траектории частиц $h = \mathrm{const}$.

С учетом (5.11) – (5.13) производные давления и массовой скорости вдоль характеристик выражаются как:

$$\left.\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\right|_{C_+} = \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 a \dot{V}_n,$$

$$\left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_+} = \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 a \frac{\partial u}{\partial t} = \rho_0 a \left.\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\right|_{C_+} + \rho_0^2 a^2 \dot{V}_n, \tag{5.14}$$

$$\left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-} = \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 a \frac{\partial u}{\partial t} = \rho_0 a \left.\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-} + \rho_0^2 a^2 \dot{V}_n. \tag{5.15}$$

Отсюда видно, что в результате роста несплошностей, когда $\dot{V}_n > 0$, траектории изменения состояния вдоль характеристик в координатах $p$, $u$ отклоняются от инвариантов Римана $p = \pm \rho_0 a u + \mathrm{const}$ в сторону повышения давления.

Рассмотрим изменение амплитуды волны растяжения после отражения от поверхности треугольного импульса сжатия, который распространялся в положительном направлении. Будем обозначать индексом «+» состояния непосредственно перед скачком растяжения, а индексом «–» – непосредственно за скачком. На распространяющемся в отрицательном направлении скачке разрежения выполняется условие Рэнкина – Гюгонио:

$$p^- - p^+ = -\rho_0 a (u^- - u^+). \tag{5.16}$$

Учитывая, что отраженная волна накладывается на падающую простую волну сжатия, где $\dot{V}_n = 0$ и $\mathrm{d}p = \rho_0 a\,\mathrm{d}u$, из (5.15), (5.16) получаем:

$$\left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-^-} = 2\left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-^+} - \left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-^-} + \rho_0^2 a^2 \dot{V}_n = 2\dot{p}_0 + \frac{1}{2}\rho_0^2 a^2 \dot{V}_{n0}, \qquad (5.17)$$

где $\dot{p}_0 = \frac{1}{2}\left.\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}\right|_{C_-^+}$ есть скорость изменения давления в падающем импульсе сжатия, $\dot{V}_{n0}$ — начальная скорость разрушения непосредственно за скачком растяжения. Согласно (5.17), нарастание амплитуды волны растяжения в области разрушения происходит медленнее, чем в случае неразрушаемой среды. Рассмотрим для примера случай линейной зависимости скорости разрушения от давления:

$$\dot{V}_n(p) = -2Sp/\rho_0^2 a^2.$$

Для треугольного падающего импульса ($\dot{p}_0 = \mathrm{const}$) интегрированием (5.17) получаем выражение для амплитуды волны растяжения:

$$p^- = 2\dot{p}_0\,[1 - \exp(-St)]/S = 2\dot{p}_0\left[1 - \exp\left(S\,\frac{h - h_0}{a}\right)\right]/S,$$

где $h_0$ — координата свободной поверхности образца. Из полученного решения следует, что амплитудные значения растягивающих напряжений асимптотически приближаются к величине, определяемой условием:

$$\dot{V}_n(p) = -4\dot{p}_0/\rho_0^2 a^2, \quad p^- = 2\dot{p}_0/S.$$

Прямые измерения эволюции волны растяжения, по-видимому, невозможны. В работе [11] для этой цели применен косвенный способ, основанный на следующей идее. Известно, что при отражении волны сжатия или разрежения от контактной границы с веществом, обладающим меньшей динамической жесткостью, происходит изменение знака нагрузки. Можно подобрать пару материалов различной сжимаемости таким образом, что, после сжатия ударной волной, при переходе отраженной волны разрежения из «жесткого» в «мягкий» материал давление на контактной границе останется положительным даже если в «жестком» материале оно достигало

больших отрицательных значений. В этом случае профиль давления на границе может быть измерен и с его использованием можно путем анализа волновых взаимодействий найти амплитудные значения растягивающих напряжений в «жестком» материале образца.

Соответствующие измерения были проведены с образцами меди и нержавеющей стали [11]. Плоская ударная волна приблизительно треугольного профиля вводилась в образец через толстый слой парафина. С использованием манганиновых датчиков на контактной границе между парафином и образцом измерялись профили давления. Схема и осциллограммы опытов показаны на рис.5.9 соответственно для меди и нержавеющей стали. На осциллограммах фиксируется приход ударной волны на контактную границу, затем относительно медленный спад давления под действием волны разгрузки, распространяющейся вслед за ударным скачком, и дополнительный быстрый спад давления 1 – 2 с приходом на контактную границу отраженной волны разрежения от свободной поверхности образца.

Способ определения давления в хвостовой части отраженной волны разрежения в образце, что соответствует точке 2 на осциллограмме, поясняется диаграммами время $t$ – координата $x$ и давление $p$ – массовая скорость $u$ на рис.5.10. Точки 1, 2 на этом рисунке соответствуют обозначенным на осциллограммах. Линией 012 на $t$, $x$-диаграмме обозначена траектория контактной границы, $0A$ – траектория фронта ударной волны. Предполагается, что в координатах $p$, $u$ Римановы траектории изменения состояния вдоль характеристик $C_+$, $C_-$ параллельны ударной адиабате или зеркальны ей.

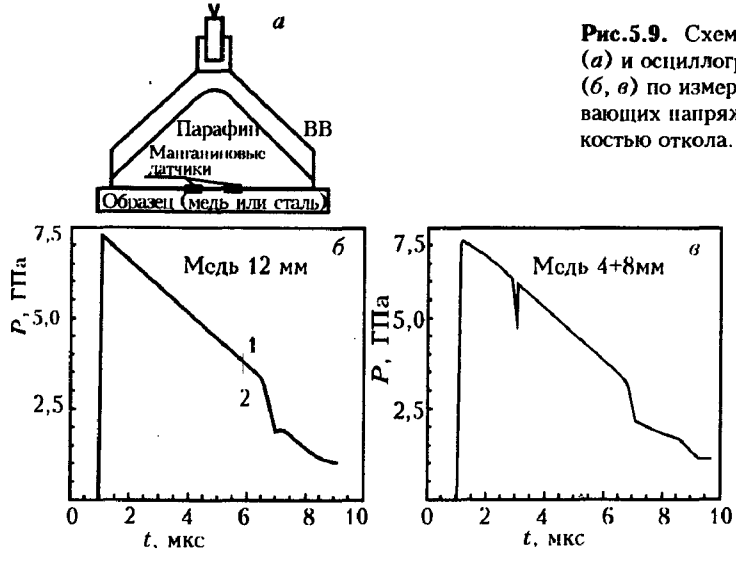


**Рис.5.9.** Схема постановки (*а*) и осциллограммы опытов (*б*, *в*) по измерению растягивающих напряжений за плоскостью откола.

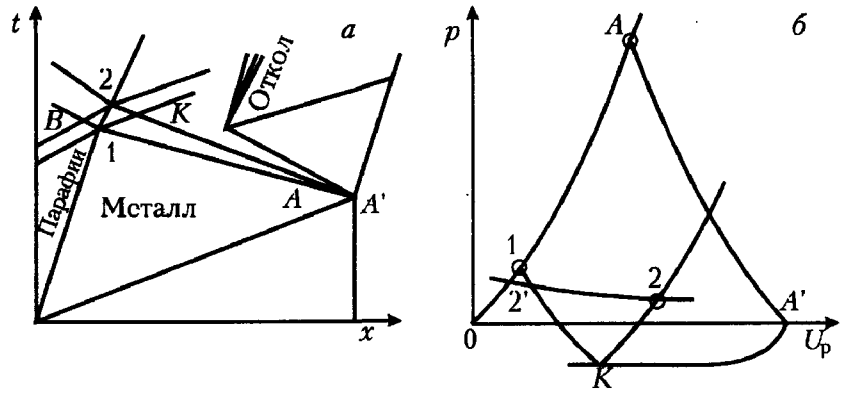


**Рис.5.10.** К пояснению определения давления в хвостовой части отраженной волны разрежения по измеренному профилю давления на границе с мягким экраном.

Искомое давление в точке $K$, расположенной в образце вблизи контактной поверхности, соответствует пересечению траекторий изменения состояния вдоль характеристик $1K$ и $K2$. Положение изэнтропы $1K$ на $p$–$u$-диаграмме определятся по измеренному давлению $p$ в точке 1 экспериментальной осциллограммы. Положение изэнтропы $K2$ отыскивается по измеренному значению давления $p_2$ на траектории изменения состояния $2'2$ парафина вдоль характеристики $B2$. Положение последней находится по величине давления в точке $2'$, которая определяется из экспериментального профиля $p(t)$ экстраполяцией его начального участка на момент времени $t_2$.

Для проверки точности построений были проведены контрольные измерения с образцами, составленными из двух пластин с таким расчетом, чтобы в ближайшей к датчику пластине образца не создавались большие растягивающие напряжения, близкие к величине откольной прочности. В данном случае растягивающие напряжения вблизи контактной поверхности легко определяются по экспериментальным осциллограммам.

Результаты определения растягивающих напряжений за плоскостью откола в меди и нержавеющей стали и оценки этой величины в предположении отсутствия разрушений суммированы в табл.5.1. Там же указаны значения откольной прочности и толщины откольной пластины, полученные в аналогичных условиях нагружения из экспериментов с регистрацией профилей скорости свободной поверхности.

Таблица 5.1

**Результаты измерений волны растяжения за плоскостью откола**

| Материал | Толщина обр-ца, мм | $p_0$, ГПа | $p_1$, ГПа | $p_2$, ГПа | $p_2'$, ГПа | $p_k$, ГПа | $p_k'$, ГПа |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Медь М2, | 12 | 7,04 | 3,36 | 2,04 | 3,1 | −1,22±0,15 | −3,5±0,2 |
| $\sigma^* = 0{,}8 \pm 0{,}1$ ГПа | | | | | | | |
| $h = 6$ мм | 4+8 | 7,04 | 3,36 | 2,17 | 3,1 | −0,66±0,15 | −1,0±0,15 |
| Сталь Х18Н10Т | 12 | 10,1 | 4,46 | 2,53 | 3,98 | −1,55±0,3 | −5,5±0,2 |
| $\sigma^* = 1{,}85 \pm 0{,}1$ ГПа | 6+6 | 10,1 | 4,46 | 2,54 | 3,98 | −1,51±0,1 | −3,0±0,15 |
| $h = 6{,}9$ мм | 3+9 | 10,1 | 4,46 | 2,79 | 3,98 | −0,49±0,2 | −1,0±0,1 |

$p_k$ — минимальное давление в точке $K$ вблизи контактной поверхности,

$p_k'$ — расчетное минимальное давление в точке $K$, при отсутствии разрушения и релаксации напряжений

С учетом возможной погрешности амплитудные значения растягивающих напряжений на расстоянии 4 — 5 мм за плоскостью откола составляют 1,2 — 1,6 ГПа для меди и 1,5 — 2,1 ГПа для нержавеющей стали. В отсутствии разрушения расчетные значения растягивающих напряжений вблизи контактной границы составляют 3,5 ГПа для меди и 5,5 ГПа для стали. Таким образом, в нержавеющей стали максимальные значения растягивающих напряжений практически ограничены величиной откольной прочности, а в меди наблюдается небольшой рост амплитуды волны растяжения по мере ее распространения за плоскостью откола. Этот результат коррелирует с различием для этих материалов зависимостей реализуемой при отколе прочности от скорости деформирования и объясняется различием начальной скорости разрушения.

Измерения растягивающих напряжений за плоскостью откола дают, наряду с регистрацией профилей скорости поверхности, тестовую информацию для проверки правильности описания релаксации напряжений при разрушении. Данный метод может быть также полезен для регистрации мартенситных фазовых превращений при растяжении, если такие превращения связаны с изменением плотности и проявляются в структуре волны растяжения.

## 5.5. Влияние кинетики разрушения на формирование откольного импульса

Измерения показали, что напряжения, развиваемые при откольном разрушении, практически всегда превышают прочностные характеристики материала при низких скоростях деформирования. Дело

в том, что скорость разрушения, равная в первом приближении произведению концентрации трещин на скорость их роста, не может быть сколь угодно большой. В условиях кратковременных ударно-волновых воздействий время разрушения сравнимо с длительностью действия нагрузки. Это означает, что высокоскоростное разрушение имеет существенно релаксационный характер и должно рассматриваться как непрерывный процесс, характеризуемый некоторой кинетикой накопления повреждений. Величина откольной прочности не является константой материала. Следует говорить о сопротивлении разрушению как функции скорости деформирования и других параметров состояния.

Прямые измерения скорости разрушения и связанной с ним релаксации напряжений невозможны, однако можно попытаться извлечь такую информацию из результатов измерений профилей скорости движения поверхности испытуемого образца. В принципе, процессы, протекающие внутри тела, должны так или иначе проявляться в закономерности движения его поверхности. Очевидно, например, что в случае мгновенного разрушения откольный импульс должен иметь максимально крутой фронт и наибольшую амплитуду. Интуитивно ясно, что увеличение времени разрушения должно приводить к уменьшению крутизны откольного импульса.

Кинетические закономерности разрушения могут быть выявлены путем математического моделирования ударно-волновых процессов в разрушаемой среде. При согласии результатов моделирования с широким набором измеренных профилей скорости свободной поверхности можно с известной точностью утверждать, что использовавшееся в расчетах описание кинетики разрушения правильно отражает количественную сторону процесса. Такой подход применяется достаточно широко, однако, в силу неполноты теории, всегда имеются определенные затруднения в выборе кинетических уравнений и значений параметров, характеризующих конкретный материал. Для получения количественной информации о кинетических закономерностях разрушения непосредственно из анализа экспериментальных данных необходимо установить, как детали профиля скорости свободной поверхности связаны со скоростью разрушения и ее изменениями.

Рассмотрим в акустическом приближении эволюцию треугольного импульса сжатия после его отражения от свободной поверхности пластины, разрушающейся при отрицательном давлении [12]. Предположим, что разрушение начинается в момент достижении растягивающими напряжениями критического значения $p_к$ и характеризуется

величиной удельного объема пор $V_n$. Полный удельный объем среды равен сумме $V_n$ и удельного объема сплошной компоненты $V_c$: $V = V_n + V_c$. Используем простейшую кинетику разрушения: скорость изменения $V_n$ является степенной функцией $V_n$. Такая форма кинетического соотношения выбрана исключительно из соображений удобства анализа. Разумеется, реально скорость разрушения зависит не только от объема несплошностей, но также от величины действующего напряжения, температуры, и, возможно, других параметров состояния. В последующем будет рассмотрено также движение разрушаемой среды в случае, когда скорость разрушения определяется давлением.

В рамках рассматриваемой модели движение вещества описывается системой уравнений, которая включает в себя уравнения сохранения массы и количества движения в переменных Лагранжа, уравнение состояния и кинетическое соотношение:

$$\frac{\partial V}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial V}{\partial h} = 0\,, \qquad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial h} = 0\,,$$
$$\frac{\partial V_n}{\partial t} - \frac{(\rho_0 V_n)^\alpha}{\rho_0 \tau_m} = 0\,, \qquad p = \rho_0^2 C_0^2 \left(1/\rho_0 - V + V_n\right), \tag{5.18}$$

где $\tau_m$ — характеристическое время разрушения, $\alpha < 1$ — константа материала. Давление в разрушающемся материале принимается равным давлению в сплошной компоненте.

Диаграмма время-расстояние $(t-h)$ анализируемого процесса показана на рис.5.11. В области 1 отсутствует взаимодействие падающей

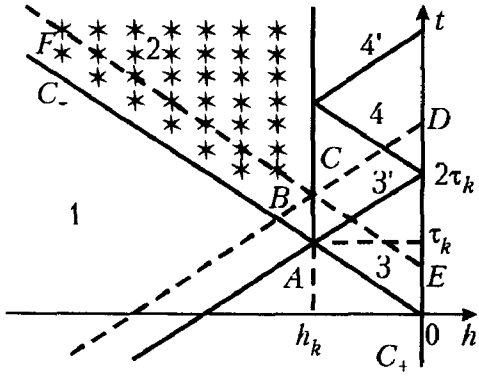


**Рис.5.11.** Поле течения, рассматриваемое в акустическом анализе волновой динамики при отколе в результате отражения треугольного импульса сжатия от свободной поверхности тела.

волны с отраженной. Для треугольного падающего импульса сжатия в этой области:

$$u(h, t) = u_0 - k(C_0 t - h), \qquad (5.19)$$

$$p(h, t) = \rho_0 C_0 u(h, t).$$

Здесь $u_0$ — максимальное значение массовой скорости, $k$ — константа. Пространственная протяженность импульса нагрузки:

$$h_0 = - C_0 \tau_0 = - u_0/(2k). \qquad (5.20)$$

В области 3 имеет место взаимодействие двух встречных волн разрежения — падающей и отраженной от свободной поверхности ($h = 0$). Интерференция волн разрежения приводит к возникновению растягивающих напряжений. В этой области еще не достигнута критическая величина напряжения. Поскольку разрушение в области 3 не происходит, решение, удовлетворяющее условию на свободной поверхности имеет простой вид:

$$u(h, t) = 2 (u_0 - kC_0 t), \qquad (5.21)$$

$$p(h, t) = 2\rho_0 C_0 kh.$$

В точке $h = h_k$, $t = \tau_k = - h_k/C_0$ давление достигает порога $p_к$ и в области 2 происходит разрушение материала. Для определения параметров течения в этой области нужно найти решение системы (5.18) с граничными условиями при $h = h_k$ и $h \to - \infty$ и начальными условиями на $C_-$-характеристике фронта отраженной волны, где рассматриваемые функции, за исключением $V_n$, терпят скачок. Для этого исключим из (5.18) $V_n$ и $V$ и проведем замену независимых переменных:

$$T = t + h/C_0, \quad x = h. \qquad (5.22)$$

Зона разрушения отобразится на часть четвертого квадранта плоскости $T - x$: $T > 0$, $x < x_k$. Полученная система двух уравнений в частных производных после применения к ней преобразования Лапласа по $T$ перейдет в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Общее решение этой системы, которое удовлетворяет начальным условиям и не растет экспоненциально при $x \to - \infty$, имеет вид [12]:

$$\hat{p}(x, s) = \frac{2k\rho_0 C_0}{s}\left[x - x_0 - \frac{C_0}{2s}(1 - \exp(-2s(x - x_0)/C_0))\right]\Theta(x - x_0) -$$

$$- \frac{\rho_0 C_0}{2} F(s)\left(x - \frac{C_0}{2s}\right) + a, \qquad (5.23)$$

$$\hat{u}(x, s) = \frac{2k}{s}\left[x - x_0 - \frac{C_0}{2s}(1 - \exp(-2s(x - x_0)/C_0))\right]\Theta(x - x_0) +$$

$$+ \frac{1}{2} F(s)\left(x + \frac{C_0}{2s}\right) - a/\rho_0 C_0,$$

где $s$ — переменная Лапласа, $\hat{p}$, $\hat{u}$, $F(s)$ — образы Лапласа давления, массовой скорости и скорости разрушения, $\Theta(x)$ — единичная функция Хэвисайда. Линейный рост $p$ при $x \to -\infty$ обусловлен исключением из рассмотрения кинетики схлопывания пор при положительном давлении. Константа $a$ находится из условия непрерывности $J_-$-инварианта Римана при $x = x_k$. В областях 3′, 4′ и т.д. (рис.5.11) функциональные зависимости $J_-$ от координат и времени различны и инвариант в каждой последующей области определяется лишь после нахождения решения в предыдущей. Найдем значение константы $a$ в интервале $0 < T < 2\tau_k$. В области 3 согласно (5.21) имеем:

$$J_- = -2\rho_0 C_0[u_0 - k(C_0 t + h)] = -2\rho_0 C_0(u_0 - kC_0 T). \qquad (5.24)$$

Поскольку $J_-$-инвариант сохраняется вдоль $C_-$-характеристик, то соотношение (5.24) дает его значение в области 3′. Применяя к (5.24) преобразование Лапласа и приравнивая полученное выражение $J_-$-инварианту в области разрушения, следующему из (5.23) при $x = x_k$, найдем константу $a$:

$$a = \frac{k\rho_0 C_0}{s}\left(2x_0 + \frac{C_0}{s}\right) + \frac{\rho_0 C_0}{2} F(s)\, x_k. \qquad (5.25)$$

Уравнения (5.23) и (5.25) дают решение в области разрушения при $0 < T < 2\tau_k$ в образах Лапласа. Некоторые результаты можно получить непосредственно из (5.23) не переходя к оригиналам. Например, используя известное свойство преобразования Лапласа: $\lim_{s \to \infty} sG(s) = G(0)$ — найдем значение давления справа от скачка вдоль $C_-$-характеристики при $h > h_0$:

$$p = 2\rho_0 C_0 kh - \frac{\rho_0 C_0}{2}(h - h_k)\,L, \tag{5.26}$$

где $L = 0$ при $0 < \alpha < 1$ и $L = 1/\tau_m$ при $\alpha = 0$. Отсюда следует, что если начальная скорость разрушения равна нулю, то давление непосредственно за скачком растяжения изменяется так же, как и в отсутствии разрушения и, в частности, при $h < h_k$, после достижения $p_к$, оно продолжает уменьшаться. При $\alpha = 0$ ситуация иная: после начала разрушения в точке $h_k$, $\tau_k$ давление вдоль $C_-$-характеристики продолжает уменьшаться, если $\tau_m > 1/(4k)$. При $\tau_m = 1/(4k)$ давление поддерживается постоянным и равно $p_к$. В случае $\tau_m < 1/(4k)$ давление на фронте скачка разрежения возрастает.

Найдем связь между законом изменения скорости свободной поверхности при $2\tau_k < t < 4\tau_k$ и скоростью разрушения. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что $J_+$-инвариант Римана сохраняется вдоль $C_+$-характеристик. Его значение на свободной поверхности равно $\rho_0 C_0 u(0, t)$, а при $h = h_k$ находим из полученного решения в области разрушения:

$$\frac{\hat{J}_+(x_k, s)}{\rho_0 C_0} = \frac{4k}{s}(x_k - x_0) - \frac{2kC_0}{s^2}\left(1 - \exp\left(-2s(x_k - x_0)/C_0\right)\right) + \frac{C_0}{2s}F(s). \tag{5.27}$$

Используя известные формулы обращения и свойства преобразования Лапласа, получаем следующее выражение для скорости свободной поверхности при $2\tau_k < t < 4\tau_k$:

$$\frac{W(t)}{W_0} = \frac{u(0, t)}{2u_0} = 1 - \frac{t}{2\tau_0} + \frac{C_0}{4u_0}\left[(1 - \alpha)\frac{t - 2\tau_k}{\tau_m}\right]^{1/(1-\alpha)} \tag{5.28}$$

Проанализируем полученное решение.

Для начала рассмотрим наиболее простой пример с постоянной скоростью разрушения: $\alpha = 0$, $F(s) = 1/(s\tau_m)$. Полученное решение имеет в этом случае наиболее простой вид. На рис.5.12 приведены построенные по формуле (5.28) профили скорости при различных $\tau_m$. Видно, что существует критическое значение характерного времени разрушения, равное $1/(4k)$, при котором скорость свободной поверхности после выхода на нее информации о начале разрушения остается постоянной (линия 2 на рис.5.12): $W(t) = W_c = 2u_0 - 4kC_0\tau_k$. При

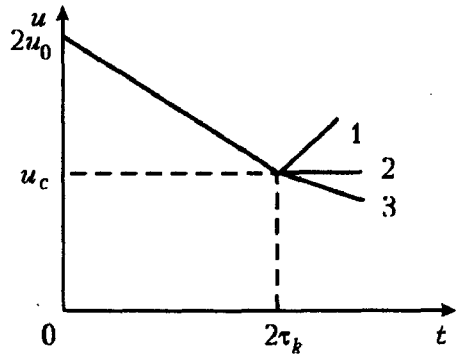


**Рис.5.12.** Влияние скорости разрушения на крутизну фронта откольного импульса.

$\tau_m < 1/(4k)$ (линия 1) разрушение проявляется в виде откольного импульса на профиле $W(t)$; при $\tau_m > 1/(4k)$ (линия 3) после начала разрушения продолжается спад скорости. Полученный результат удобно представить через соотношение скорости разрушения $V_n = 1/(\rho_0\tau_m)$ и скорости расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса $V = k/\rho_0$, а именно: откольный импульс на профиле скорости свободной поверхности формируется только в том случае, когда скорость разрушения более чем в четыре раза превышает скорость расширения в разгрузочной части падающего импульса. При этом крутизна фронта откольного импульса определяется скоростью разрушения и в рамках выбранного кинетического соотношения равна:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{W(t)}{W_0}\right) = \frac{1}{8\tau_0}\cdot\left(V_n/V - 4\right), \text{ при } t > 2\tau_k. \qquad (5.29)$$

Рассмотрим также изменение состояния вещества вдоль характеристик в координатах $p-u$. Решение в области разрушения, следующее из (5.23) после применения обратного преобразования, имеет вид:

$$p(h, t) = 2\rho_0 C_0 kh + \rho_0 C_0^2(t - h/C_0 - 2\tau_k)/(4\tau_m),$$
$$u(h, t) = 2(u_0 - kC_0 t) + C_0(t + 3h/C + 2\tau_k)/(4\tau_m). \qquad (5.30)$$

Отсюда получаем связь между $p$ и $u$ вдоль $C_+$-характеристики на отрезке $BC$ (рис.5.11):

$$C_+: p - p_+ = \frac{\rho_0 C_0}{1/(2k\tau_{sub}m) - 1}(u - u_+), \qquad (5.31)$$

где $P_+$ и $u_+$ – значения давления и массовой скорости в точке пересечения $C_+$-характеристики с прямой $h = h_k$ (в точке $C$ на рис.5.11). В областях 3′, 4 вдоль этой же характеристики:

$$C_+: p - p_+ = -\rho_0 C_0(u - u_+). \qquad (5.32)$$

Из (5.31) видно, что траектории изменения состояния вдоль характеристик в координатах $p$, $u$ отклоняются от определяемых инвариантами Римана прямых в сторону увеличения давления. Релаксация напряжений при разрушении изменяет не только величину, но и знак наклона траекторий изменения состояния. Иными словами, при определенном соотношении скорости разрушения и заданной скорости расширения в импульсе нагрузки, траектория изменения состояния вдоль характеристики становится вертикальной, то есть на пути звукового возмущения скорость вещества остается неизменной, а давление растет. Это происходит когда $\tau_m = 1/(2k)$. Вопреки интуитивно ожидаемому, эта ситуация не является пороговой: скорость разрушения в этом случае вдвое меньше величины, необходимой для формирования откольного импульса.

На рис.5.13 показан характер изменения состояния частиц вещества вдоль $C_+$-характеристики $ABCD$ (рис.5.11) при $\tau_m = 1/(4k)$. Стрелками указано направление движения. Начальные состояния лежат на прямой $0N$. После встречи с головной характеристикой волны разрежения состояние скачком переходит из $A$ в $B$ и в области

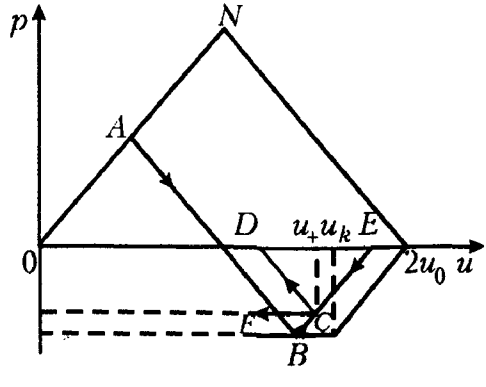


**Рис.5.13.** Траектории изменения давления и массовой скорости вдоль $C_+$ и $C_-$ – характеристик при критической скорости разрушения.

разрушения изменяется вдоль $BC$.

В неразрушенной части образца, на участке $CD$, связь между $p$ и $u$ дается соотношением (5.32). В обсуждаемом примере с пороговым значением $\tau_m$, которое приводит к появлению участка постоянной скорости на профиле $W(t)$ при $t > 2\tau_k$, происходит слияние траекторий изменения состояний в плоскости $p$ - $u$ на участке $CD$ вдоль всех $C_+$-характеристик, пересекающих область разрушения. Этот факт отмечался ранее в [10].

На рис.5.11, 5.13 показаны также $C_-$-характеристика $ECF$ и соответствующая ей траектория изменения состояния при $\tau_m = 1/(4k)$.

В данном случае траектории изменения состояния в области разрушения вдоль всех $C_-$-характеристик становятся горизонтальными, как и для головного скачка растяжения. На диаграммах эта область иллюстрируется отрезками $CF$. В общем же случае, связь между $p$ и $u$ имеет вид:

$$C_-: \; p - p_- = -\rho_0 c_0 \frac{1 - 4k\tau_m}{1 + 4k\tau_m}(u - u_-), \tag{5.33}$$

где $p_-$ и $u_-$ — давление и массовая скорость в точке пересечения $C_-$-характеристики с сечением $h = h_k$.

Вернемся к пороговому условию $\tau_m = 1/(4k)$. Из простых геометрических построений с учетом наклонов траекторий изменения состояния вдоль характеристик в области разрушения следует, что время изменения давления в плоскости $h = h_k$ от его минимального значения $p_к$ до нуля равно $2\tau_k$. Иными словами, скорость роста давления в этом случае точно равна по абсолютной величине скорости разгрузки в исходном импульсе. Затем импульс растяжения сохраняет неизменный профиль давления при дальнейшем его распространении вглубь пластины.

Здесь анализируется волновая динамика откола с простейшей кинетикой разрушения. На самом деле, как уже говорилось, скорость разрушения тем больше, чем больше величина действующего растягивающего напряжения (отрицательного давления) и достигнутой степени разрушения. В процессе разрушения давление и объем несплошностей изменяются. Если при этом из экспериментальных данных видно, что скорость свободной поверхности не убывает, то

это означает, что скорость разрушения возрастает по мере развития разрушения настолько быстро, что этот рост компенсирует уменьшение растягивающего напряжения. Количественное выражение этого вывода, которое может быть полезным для построения эмпирических кинетических соотношений, следующее: кинетическое соотношение должно удовлетворять неравенству

$$\frac{4}{\rho^2 c^2}\frac{\partial \dot{V}_n}{\partial V_n} \geq -\frac{\partial \dot{V}_n}{\partial p}$$

при значениях $p$, $V_n$, соответствующих условиям откола в эксперименте. Здесь скорость разрушения представлена как $\dot{V}_n = f(p, V_n)$.

Рассмотрим динамику процесса в случае ускоряющегося разрушения, что в рамках используемого кинетического соотношения соответствует $0 < \alpha < 1$. Как и ранее полагаем, что разрушение развивается в тех сечениях тела, где был достигнут порог по напряжению $p_к$. На рис.5.14 приведены профили скорости свободной поверхности, построенные для этого случая по формуле (5.28). Кривые 1, 2, 3 соответствуют возрастанию либо $\alpha$, либо $\tau_m$.

В принятой простейшей кинетике разрушения начальная его скорость всегда равна нулю и изменяется непрерывным образом, без скачков, поэтому на профилях нет никаких изломов. Скорость поверхности в этом случае проходит через минимум в момент времени:

$$t_m = 2\tau_k + \frac{\tau_m}{1-\alpha}(4k\tau_m)^{(1-\alpha)/\alpha}, \qquad (5.34)$$

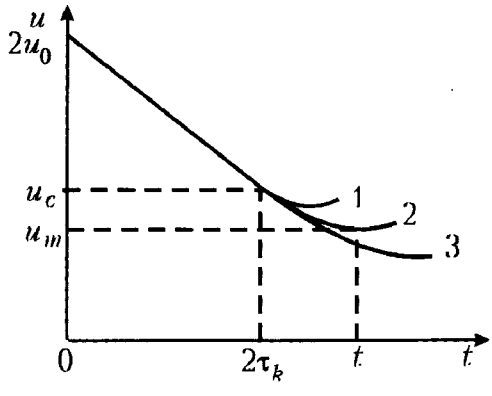


**Рис.5.14.** Профили скорости свободной поверхности в случае ускоряющегося разрушения.

то есть позднее, чем в предыдущем примере: $t_m > 2\tau_k$. Соответствующее значение скорости $W_m$ легко найти подстановкой (5.34) в (5.28).

В экспериментах величина откольной прочности определяется по разности скоростей $\Delta W = 2u_0 - W_m$. При постоянной скорости разрушения, очевидно, $\Delta W = -2p_к/\rho_0 C_0$. В рассматриваемом случае $\alpha > 0$ величина $\Delta W$ зависит не только от порога $p_к$, но также от соотношения скорости разрушения и скорости расширения в падающем импульсе нагрузки:

$$\Delta W = -\frac{2p_к}{\rho_0 C_0} + \frac{\rho_0 C_0^2 \alpha}{2\rho_0 C_0 (1-\alpha)} (4\tau_m \rho_0 \dot{V})^{1/\alpha}. \qquad (5.35)$$

Поскольку начальная скорость разрушения всегда равна нулю, релаксация напряжений при разрушении в этом случае не влияет на рост амплитуды волны растяжения. Поэтому растягивающие напряжения достигают величины $\sigma^* = 0{,}5 \cdot \rho_0 C_0 \Delta W$ в сечении $h^* = -\sigma^*/(2k\rho_0 C_0)$. Однако в сечении $h = h_k$, где разрушение началось раньше всего, объем несплошностей и скорость разрушения в рамках принятого кинетического соотношения остаются максимальными. Поэтому превышение $t_m$ над $t_k$ можно трактовать как кажущуюся задержку разрушения.

Найдем скорость разрушения при $h = h_k$ в момент времени $t = t_m - \tau_k$, то есть в момент формирования таких условий в зоне разрушения, которые при $t = t_m$ приводят к появлению минимума на профиле скорости поверхности. Идя назад от свободной поверхности к сечению $h = h_k$ и от момента времени $t_m$ к моменту $t = t_m - \tau_k$, получим с учетом (5.18):

$$\dot{V}_n = 4k/\rho_0.$$

Таким образом, как и в случае постоянной скорости разрушения, минимум на профиле скорости свободной поверхности есть результат того, что скорость разрушения в плоскости откола достигла учетверенной скорости расширения в падающем импульсе.

До сих пор предполагалось, что скорость разрушения либо постоянна, либо возрастает по мере увеличения поврежденности. Рассмотрим теперь другую простейшую кинетику разрушения, где скорость роста несплошностей является линейной функцией давления $p$ [13]:

$$\frac{\partial V_n}{\partial t} + \frac{p}{\rho_0^2 C_0^2 \tau_\mu} = 0, \tag{5.36}$$

где $\tau_\mu$ — характерное время релаксации разрушения, соответствующее объемной вязкости $\mu = \rho_0 C_0^2 \tau_\mu$. Предполагается, что скорость разрушения равна нулю, если $p > 0$ и $V_n = 0$. Будем также, как и ранее, предполагать, что разрушение развивается в тех сечениях тела, где был достигнут порог $p_к$.

Для анализа течения в данном случае применяется та же процедура, что и ранее. После замены независимых переменных и преобразования Лапласа по $T$ получается система обыкновенных дифференциальных уравнений, общее решение которой в области разрушения, ограниченное при $x \to -\infty$, имеет вид:

$$\hat{p}(x, s) = \frac{2k\rho_0 C_0}{s}\left[-2C_0\tau_\mu + \frac{s}{\Delta}\left(\frac{1}{\lambda_1}\cdot\exp\left(\lambda_1(x - x_0)\right) - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{\lambda_2}\cdot\exp\left(\lambda_2(x - x_0)\right)\right)\right]\Theta(x - x_0) + a\exp(\lambda_1 x),$$

$$\hat{u}(x, s) = \frac{2k}{s}\left[2(x - x_0 + C_0\tau_\mu) - \frac{1}{\lambda_1}\cdot\exp\left(\lambda_1(x - x_0)\right) - \right. \tag{5.37}$$

$$\left. - \frac{1}{\lambda_2}\cdot\exp\left(\lambda_2(x - x_0)\right)\right]\Theta(x - x_0) - \frac{\Delta}{\rho_0 C_0 s}a\exp(\lambda_1 x),$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{s}{C_0} \pm \frac{\Delta}{C_0}, \qquad \Delta = \sqrt{s(s + 1/\tau_\mu)}.$$

Константа $a$ находится из условия непрерывности $J_-$-инварианта Римана при $x = x_k$, аналогично тому, как это было сделано выше при выводе формулы (5.24). В частности, в интервале $0 < T < 2\tau_\mu$ получаем:

$$a = -\frac{2k\rho_0}{\lambda_2}\left[2x_k + 4C_0\tau_\mu + \frac{C_0}{s} + \frac{C_0}{\Delta}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\exp\left(\lambda_1(x_k - x_0)\right) - \right.\right. \tag{5.38}$$

$$\left.\left. - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\exp\left(\lambda_2(x_k - x_0)\right)\right)\right]\exp\left(-\lambda_1 x_k\right).$$

Уравнения (5.37) и 5.38) определяют решение в области разрушения при $0 < T < 2\tau_k$ в образах Лапласа. Не переходя к оригиналам, найдем давление справа от скачка вдоль примыкающей к нему $C_-$-характеристики:

$$p = -4k\rho_0 C_0^2\tau_\mu\left[\left(1 - \exp\left(\frac{h - h_0}{2C_0\tau_\mu}\right)\right)\Theta(h - h_0) + \exp\left(\frac{h - h_0}{2C_0\tau_\mu}\right) - \right. \tag{5.39}$$

$$\left. - \left(1 - \frac{\tau_k}{2\tau_\mu}\right)\exp\left(\frac{h - h_k}{2C_0\tau_\mu}\right)\right]$$

Из (5.39) следует, что после начала разрушения в точке $h_k$, $\tau_k$ давление вдоль головной $C_-$-характеристики отраженной волны разрежения при $\tau_\mu > \tau_k/2$ продолжает уменьшаться, стремясь к предельной величине $-4k\rho_0 C_0^2\tau_\mu$. При $\tau_\mu = \tau_k/2$ давление на фронте скачка растяжения остается постоянным и равным $p_к$.

Скорость свободной поверхности при $2\tau_k > t > 4\tau_k$ находится с учетом $J_+$-инварианта при $h = h_k$, который определяется из полученного решения в области разрушения. Используя известные формулы обращения и свойства преобразования Лапласа, получаем следующее выражение для скорости:

$$\frac{W(t)}{W_0} = 1 - \frac{1}{\delta_0}\left[1 + (1 - 2\delta_\mu)\,F_1(z) - \delta_\mu F_2(z) - 2\delta_\mu F_3(z)\right],$$

$$F_1(z) = \exp(-z)\cdot\left[I_0(z) + I_1(z)\right] - 1,$$

$$F_2(z) = \exp(-z)\cdot\left[2z\left(I_0(z) + I_1(z)\right) + I_0(z)\right] - z - 1,$$

$$F_3(z) = \exp(-z + z_k)\int_{z_k}^{z - z_k}\left[I_0(z - z_k - x) + \left(1 - \frac{1}{z - z_k - z}\right) I_1(z - z_k - x)\right]\times$$

$$\times I_0\left(\sqrt{x^2 - z_k^2}\right) dx\cdot\Theta(z - 2z_k), \tag{5.41}$$

$$z = \frac{t - 2\tau_k}{2\tau_\mu}, \quad z_k = \frac{x_k - x_0}{2C_0\tau_\mu} = \frac{\tau_0 - \tau_k}{2\tau_\mu}, \quad \delta_0 = \frac{\tau_0}{\tau_k}, \quad \delta_\mu = \frac{\tau_\mu}{\tau_k},$$

где $I_0$ и $I_1$ — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков. Отметим, что функция $F_3$ отлична от нуля только в том случае, когда длительность импульса нагрузки меньше $4\tau_k$. Для более длительных импульсов нагрузки соотношение (5.40) значительно упрощается, поскольку $W(t)$ явно выражается через модифицированные функции Бесселя.

Определив скорость свободной поверхности в области 4 (рис.5.11), можно найти здесь значение $J_-$-инварианта и, повторив предыдущие рассуждения, получить решение в области разрушения при $2\tau_k < T < 4\tau_k$. Не останавливаясь на промежуточных выкладках, приведем выражение для скорости свободной поверхности в интервале $2\tau_k < t \quad 6\tau_k$:

$$\frac{W(t)}{W_0} = 1 - \frac{1}{\delta_0}\left\{1 + (1 - 2\delta_\mu)\,F_1(z) - \delta_\mu\,F_2(z) + \right.$$

$$\left. + \left[\delta_\mu F_2\left(z - \frac{1}{\delta_\mu}\right) - (1 - 2\delta_\mu)\,\Phi_1\left(z - \frac{1}{\delta_\mu}\right) + \delta_\mu\Phi_2\left(z - \frac{1}{\delta_\mu}\right)\right]\Theta\left(z - \frac{1}{\delta_\mu}\right)\right\}, \tag{5.41}$$

$$\Phi_1(z) = 1 - 2\exp)- z)\,[I_0(z) + I_1(z) - I_1(z)/z],$$

$$\Phi_2(z) = z + 4 - 4z\exp(-z)\,[I_0(z) + I_1(z)] - 2\exp(-z)\,[2I_0(z) + I_1(z)].$$

В (5.41) предполагается, что длительность импульса $2\tau_0$ больше $6\tau_k$.

Исследуем зависимость скорости свободной поверхности от времени релаксации разрушения. Прежде всего рассмотрим предельные случаи. При $\tau_\mu \to \infty$ аргументы функций $F_i$ и $\Phi_i$ стремятся к нулю. Разлагая модифицированные функции Бесселя при малых $z$, получим: $W(t) = 2\,(u_0 - kC_0 t)$ при $2\tau_k < t < 6\tau_k$, что соответствует движению при отсутствии разрушения. Во втором предельном случае, $\tau_\mu \to 0$, получаем:

$$W(t) = 2\,[u_0 - kC_0(t - 2\tau_k)] \text{ при } 2\tau_k < t < 4\tau_k \text{ и}$$

$$W(t) = 2\,[u_0 - kC_0(t - 4\tau_k)] \text{ при } 4\tau_k < t < 6\tau_k -$$

как и должно быть в случае мгновенного разрушения по достижении растягивающими напряжениями критического значения.

На рис.5.15 приведены построенные по формуле (5.41) профили скорости при различных значениях относительного времени релаксации $\delta_\mu$, указанных на рисунке, и относительной длительности падающего импульса $\delta_0 = 5$. Поскольку начальная скорость разрушения конечна, на профилях скорости имеется излом в момент времени $t = 2\tau_k$. Наиболее характерной особенностью полученного решения является существование критического значения $\delta_\mu^*$, разделяющего два различных режима течения: при $\delta_\mu < \delta_\mu^*$, то есть при относительно быстром разрушении, происходит формирование откольного импульса, после чего наблюдаются колебания скорости свободной поверхности; при $\delta_\mu > \delta_\mu^*$ после начала разрушения продолжается

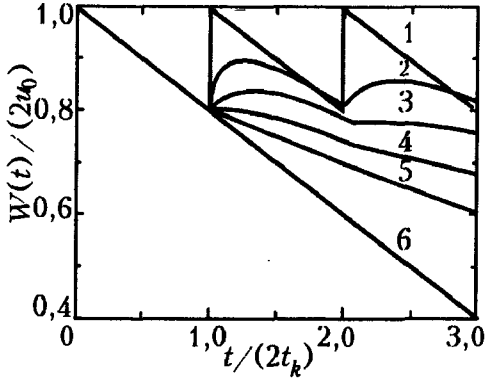


**Рис.5.15.** Движение поверхности тела в случае, когда скорость разрушения пропорциональна растягивающему напряжению. Показаны профили для разных значений времени релаксации.

монотонный спад скорости, а при $\delta_\mu = \delta_\mu^*$ профиль скорости поверхности имеет горизонтальный наклон в момент $t = 2\tau_k$. По мере развития разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, соответственно падает и скорость разрушения. В результате уменьшается наклон профиля $W(t)$ при $t > 2\tau_k$. Критическое значение $\delta_\mu^* = \tau_\mu^*/\tau_k = 1/2$. Напомним, что при $\tau_\mu = \tau_k/2$ давление на фронте скачка растяжения в области разрушения остается постоянным и равным $p_к$. Начальная скорость разрушения при таком времени релаксации в четыре раза превышает скорость расширения в падающем импульсе сжатия.

Таким образом, хотя анализ проведен лишь для нескольких простейших кинетических зависимостей, полученные результаты непротиворечивы и позволяют сделать ряд полезных заключений. Можно утверждать, что измерения профилей скорости свободной поверхности $W(t)$ образцов дают значения откольной прочности, соответствующие вполне определенной скорости разрушения, которая по крайней мере в четыре раза выше скорости расширения вещества при разгрузке в падающем импульсе сжатия. Крутизна фронта откольного импульса определяется скоростью разрушения на последующих, после его инициирования, стадиях. Само по себе наличие откольного импульса на профиле $W(t)$ означает, что скорость разрушения возрастает по мере развития разрушения настолько быстро, что этот рост с избытком компенсирует уменьшение растягивающего напряжения.

Ускорение разрушения по мере его развития проявляется на профилях скорости поверхности также в том, что период осцилляций скорости после откола становится меньшим, чем длительность первого, до момента времени $t_m$, импульса.

### 5.6. Результаты динамических измерений разрушающих напряжений

В этом разделе суммированы результаты исследований сопротивления динамическому разрушению, основанных на регистрации движения поверхности образца при отколе. Как было показано выше, измерения профилей скорости свободной поверхности образца дают наиболее достоверные сведения о величине разрушающих напряжений и закономерности их релаксации. В цикле обсуждаемых экспериментов изучалось влияние амплитуды, длительности и ориентации ударной нагрузки, а также структуры испытуемого материала на

сопротивление откольному разрушению. Представлены экспериментальные данные для материалов различных классов – технических металлов и сплавов, пластичных и хрупких монокристаллов, стекол, керамических материалов, полимеров и эластомеров.

**5.6.1. Технические металлы и сплавы.** На рис.5.16 приведены экспериментальные профили скорости свободной поверхности образцов высокопрочной конструкционной стали 35Х3НМ [14]. Одномерное нагружение в этих опытах осуществлялось ударом алюминиевой пластины толщиной 2 мм или детонацией заряда взрывчатого вещества в контакте с образцом. Образцы вырезались из заготовки таким образом, чтобы нагрузка прилагалась вдоль направления технологической прокатки (профили 1–3) или в перпендикулярном направлении (профили 4, 5 на рис.5.16).

Результаты измерений демонстрируют влияние ориентации нагрузки на величину разрушающих напряжений в стали – при нагружении в направлении прокатки сопротивление динамическому разрушению составляет 4–4,4 ГПа и на 10–15% выше, чем в случае поперечного приложения нагрузки. Различие в затухании колебаний коррелирует с видом поверхностей разрушения. Для образцов, подвергнутых ударной нагрузке в направлении прокатки, поверхности разрушения были мелкозернистыми, светлыми, с высокой степенью однородности. В случае поперечного приложения нагрузки разрушение происходило главным образом по межзеренным границам. Поверхности разрушения второй группы образцов демонстрировали четко выраженную текстуру прокатки, были гораздо более неоднородными и имели темный цвет. Очевидно, что увеличение шероховатости поверхности разрушения должно приводить к ускоренной дисперсии волн в процессе многократных отражений.

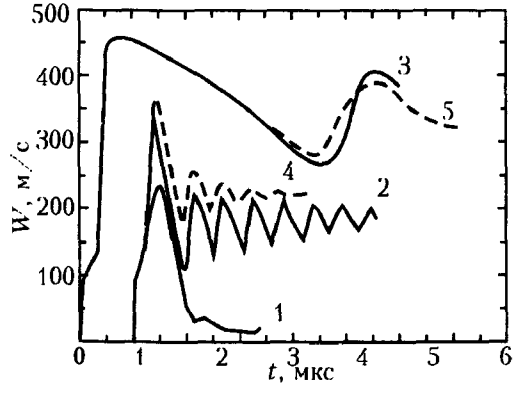


**Рис.5.16.** Профили скорости свободной поверхности при отколе образцов стали 35Х3НМ различной ориентации относительно направления нагрузки: 1, 2, 3 – нагрузка в направлении прокатки; 4, 5 – нагрузка перпендикулярна направлению прокатки.

Из приведенных на рис.5.16 профилей можно оценить среднюю скорость откольной пластины. Для этого достаточно подсчитать смещение поверхности за время одной пульсации скорости и поделить ее на длительность пульсации. Подобная оценка показывает, что средняя скорость откольной пластины практически неизменна, откуда можно заключить, что время разрушения данной стали меньше полупериода колебаний скорости поверхности, то есть составляет в данном случае величину $\leq 10^{-7}$ с.

На рис.5.17 представлены результаты опытов с более вязкой нержавеющей сталью Х18Н10Т [15]. Относительно большое время разрушения нержавеющей стали приводит к затянутому торможению откольной пластины в течение довольно длительного времени после выхода на поверхность откольного импульса. Затянутое разрушение проявляется и в других материалах при сокращении длительности исходного импульса сжатия. Это видно из рис.5.18, где приведены результаты опытов с медью М2 [16] в широком диапазоне длительностей нагрузки и имеет естественное объяснение ограниченностью темпа разрушения. Очевидно, скорость разрушения, которую можно оценить как произведение концентрации очагов разрушения на среднюю скорость их роста, зависит от приложенного напряжения и не может быть сколь угодно большой.

Результаты измерений откольной прочности ряда металлов и сплавов в импульсах нагрузки различной длительности приведены в табл.5.2. Измерения показали, что с увеличением характерной скорости растяжения сопротивление разрушению в этих условиях возрастает. Общей корреляции между полным временем разрушения и зависимостью разрушающих напряжений от характерной

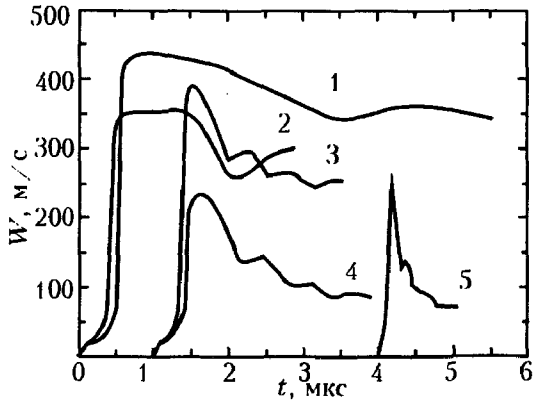


**Рис.5.17.** Откол в нержавеющей стали Х18Н10Т.

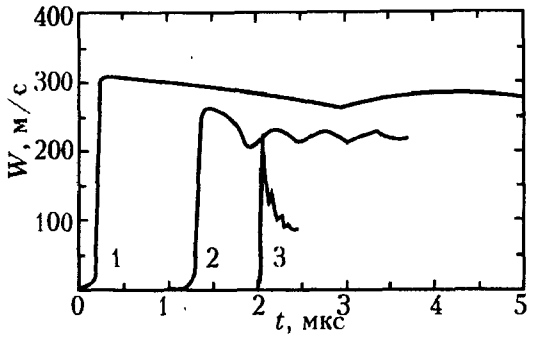


**Рис.5.18.** Профили скорости свободной поверхности при откольном разрушении образцов меди М2 в широком диапазоне длительностей нагрузки.

длительности нагрузки нет, что видно, например, из сопоставления результатов опытов с вязкой нержавеющей сталью и другими материалами. По-видимому, зависимость разрушающих напряжений от характерной длительности нагрузки определяется скорее параметрами существующих в материале потенциальных очагов разрушения и начальной скоростью их роста, в то время как общая длительность процесса разрушения зависит от закономерностей развития и слияния несплошностей.

Таблица 5.2

**Результаты измерений откольной прочности металлов по данным непрерывной регистрации профилей скорости свободной поверхности**

| Материал | Давление в уд. волне, ГПа | Скорость дефо-ния, $с^{-1}$ | Откольн. прочность, ГПа | Толщина откола, мм | Лит. |
|---|---|---|---|---|---|
| Алюминий АД1 | 5,4 | $1,1 \cdot 10^4$ | 1,06 | 5,6 | * |
| | 5,8 | $4,2 \cdot 10^4$ | 1,2 | 1,7 | * |
| | 10,4 | $4,7 \cdot 10^4$ | 1,22 | 1,2 | * |
| | 17,4 | $5,4 \cdot 10^4$ | 1,23 | 1,0 | * |
| | 34,5 | $1,2 \cdot 10^5$ | 1,26 | 0,51 | * |
| | 50,0 | $2,1 \cdot 10^5$ | 1,13±0,2 | 0,3 * | |
| | 4,8 | $8,8 \cdot 10^5$ | 1,38 | 0,23 | * |
| Алюминий | 15,5 | $3,9 \cdot 10^6$ | 2,65 | | [37] |
| | 17,0 | $6,8 \cdot 10^6$ | 2,95 | | [37] |
| | 8,3 | $6,1 \cdot 10^6$ | 3,90 | | [37] |
| Алюминевый сплав | 5,3 | 6,2 10 | 0,57±0,1 | 4,7 | [97] |

| Материал | Давление в уд. волне, ГПа | Скорость деф-ния, $с^{-1}$ | Откольн. прочность, ГПа | Толщина откола, мм | Лит. |
|---|---|---|---|---|---|
| АМг6М (лист) | 2,3 | 9,0 10 | 0,83±0,08 | 0,61 | |
| | 2,3 | 2,0 10 | 1,15±0,05 | 0,34 | |
| | 3,9 | 5,2 10 | 1,20±0,12 | 0,18 | |
| Алюминиевый сплав В95 | | $\sim 5 \cdot 10^4$ | 1,6–1,8 | 4–10 | [98] |
| Алюминиевый сплав В95пиТ2 | | | 1,23 | 0,8–1 | [99] |
| Алюминевый сплав 2024 $S_k$ = 0,4–0,6 ГПа | | $\sim 5 \cdot 10^4$ | 1,15±0,1 | 2,75 | [100] |
| Алюминий РІС 1/2 Н | 1,3–4,0 | $\sim 1–5 \cdot 10^5$ | 1,0–1,12 | | [101] |
| Алюминий РІСМ | | $\sim 1–5 \cdot 10^5$ | 0,95–1,05 | | [101] |
| Бериллий | ~ 1,5 | $\sim 1–5 \cdot 10^5$ | 0,35–0,5 | | [101] |
| Вольфрам | ~ 2,0 | $\sim 10^5$ | 0,6–0,76 | | [101] |
| Вольфрам W-2 | | | 0,74 | | [102] |
| Вольфрам | | | 0,42–0,66 | | [103] |
| Вольфрам | 15,8 | | 1,76 | | [104] |
| Латунь 60–40 | 5,0 | $\sim 5 \cdot 10^5$ | 1,55–1,7 | | [101] |
| Латунь 70–30 | 5,0 | $\sim 5 \cdot 10^5$ | 1,75–1,93 | | [101] |
| Магний Ма1 | 2,1 | $3 \cdot 10^4$ | 0,8 | 0,62 | [16] |
| | | $1,1 \cdot 10^5$ | 0,88 | 0,29 | |
| Магний AZ31B | | | 0,8 | 3,0 | [105] |
| Магний Мг95 | 3,2 | $10^4$ | 0,77 | 5,8 | * |
| (литой) | 3,7 | $8 \cdot 10^4$ | 0,88 | 1,4 | * |
| | 10,4 | $8,3 \cdot 10^4$ | 0,84 | 0,96 | * |
| | 1,9 | $4 \cdot 10^5$ | 1,0 | 0,30 | * |
| Медь М2 | 8,2 | $2,8 \cdot 10^3$ | 0,80±0,1 | 6,00 | [16] |
| | 4,8 | $3,5 \cdot 10^4$ | 1,10±0,1 | 1,24 | |
| | 3,8 | $2,5 \cdot 10^5$ | 1,64±0,1 | 0,18 | |
| Медь OFHC | | $\sim 3 \cdot 10^4$ | 1,2 | 0,8–3 | [106] |
| Медь | 21 | $4,5 \cdot 10^7$ | 5,2 | 0,006 | [107] |
| Молибден | 8,2 | $1,6 \cdot 10^4$ | 1,32 | 1,13 | [30] |
| | 8,1 | $8,4 \cdot 10^4$ | 1,8 | 0,26 | |
| | 5,0 | $9,7 \cdot 10^4$ | 2,4 | 0,4 | |
| Молибден | 12,1 | | 2,3 | ~ 3 | [104] |
| Никель НП2 | 5,2 | $4,3 \cdot 10^4$ | 1,50±0,1 | 1,46 | [15] |
| Никель | 29 | $2 \cdot 10^6$ | 6,3 | 0,075 | [108] |

| Материал | Давление в уд. волне, ГПа | Скорость деф-ния, $с^{-1}$ | Откольн. прочность, ГПа | Толщина откола, мм | Лит. |
|---|---|---|---|---|---|
| Олово | 1,5 | $\sim 10^5$ | 0,5–0,63 | | [101] |
| Олово | 8,5 | | 0,74 | | [75] |
| Олово | 6–15 | | 0,65–0,7 | 0,3–0,5 | * |
| Свинец | 2,0 | $\sim 10^5$ | 0,35–0,4 | | [101] |
| Свинец | 7–20 | | 0,5 | 0,2 | * |
| Тантал | | $7{,}3 \cdot 10^4$ | 4,60±0,2 | 1,15 | [105] |
| Тантал | | | 4,4 | 0,8–3 | [106] |
| Тантал | 19,0 | $\sim 7 \cdot 10^4$ | 6,2 | | [109] |
| Тантал квазиэнтропическое нагружение | 60 | $\sim 0{,}5–1 \cdot 10^5$ | 8,1 | | [109] |
| Титан высокой чистоты | 19 | $1{,}1 \cdot 10^5$ | 3,72 | | [110] |
| | 6,4 | $1{,}5 \cdot 10^5$ | 3,65 | | |
| | 11,6 | $3{,}2 \cdot 10^5$ | 3,7 | | |
| | 10 | $1{,}4 \cdot 10^6$ | 6,3 | | |
| | 9,5 | $2{,}1 \cdot 10^6$ | 6,3 | | |
| | 37 | $5 \cdot 10^6$ | 5,61 | | |
| Титан | 52 | | 3,1–3,7 | 2 | [111] |
| Титан ТА6V4 | 52–64 | | 3,6–4,2 | 2,2–2,6 | [111] |
| Титан Ti-6Al-4V | 13,6 | | 5,1 | ~ 3 | [104] |
| Титан Ti-6Al-4V | | $2 \cdot 10^5$ | 4,7 | | [112] |
| Титан ВТ6, лист | 5,7 | $8{,}0 \cdot 10^4$ | 3,70±0,2 | 1,70 | [6] |
| $S_k$ = 1,6 ГПа | 4,1 | $6{,}2 \cdot 10^4$ | 3,50±0,2 | 1,80 | |
| | 8,4 | $9{,}0 \cdot 10^3$ | 3,40±0,2 | 9,80 | |
| Титан ВТ5-1, лист | | $1{,}3 \cdot 10^5$ | 4,16±0,1 | 1,91 | [19] |
| Титан ВТ8, пруток | | $8{,}1 \cdot 10^4$ | 4,63±0,3 | 1,66 | [20] |
| Тяжелый сплав, 17 г/см$^3$ | | | | | |
| $\sigma_{0,2}$ = 0,9, $\sigma_b$ = 1,05 ГПа | 7,5 | $4 \cdot 10^4$ | 1,3 | 0,8 | [113] |
| $\sigma_{0,2}$ = 1,6, $\sigma_b$ = 1,66 ГПа | 7,5 | $5 \cdot 10^4$ | 3,1 | 1,0 | [113] |
| Уран | | | 2,40±0,1 | 0,8–3 | [106] |
| Армко-железо | 6,1 | $2{,}9 \cdot 10^4$ | 1,65±0,1 | 1,10 | [114] |
| $S_k$ = 1,2 ГПа | 9,2 | $6{,}0 \cdot 10^3$ | 1,40±0,1 | 4,20 | |
| Сталь 3 | | | 1,66±0,2 | 3–5 | [21] |
| Сталь 45 | | | 2,15±0,3 | 4,00 | [21] |

| Материал | Давление в уд. волне, ГПа | Скорость деф-ния, $с^{-1}$ | Откольн. прочность, ГПа | Толщина откола, мм | Лит. |
|---|---|---|---|---|---|
| Сталь 45 термообр., 41–45 HRC | 6,5 | $\sim 10^5$ | 4,25 | 1,8 | [113] |
| Сталь 40Х | | | 2,10±0,6 | 2–6 | [21] |
| Сталь 40Х в сост. | 7,1 | $5,4 \cdot 10^4$ | 2,3 | 1,5 | * |
| поставки, 17–19 HRC | 75 | $2,1 \cdot 10^5$ | 4,0 | 0,37 | * |
| Сталь 40Х термообр., | 7,1 | $7,3 \cdot 10^4$ | 4,2 | 1,85 | * |
| 45–49 HRC | 8,0 | $2,4 \cdot 10^5$ | 4,75 | 0,38 | * |
| Сталь 4330V | | | 4,8 | 0,8–3 | [106] |
| Сталь 4340 | 8,0 | | 3,8 | 3,00 | [106] |
| Нержавеющая сталь 304 | | $2,6 \cdot 10^4$ | 2,11 | 3,40 | [105] |
| | | | 3,0 | 0,8–3 | |
| Нержавеющая сталь | 4,6 | $1,1 \cdot 10^5$ | 2,30±0,1 | 0,49 | [15] |
| Х18Н10Т, | 4,5 | $4,6 \cdot 10^4$ | 2,00±0,1 | 1,61 | |
| $S_k$ = 1,6–1,8 ГПа | 7,5 | $3,8 \cdot 10^4$ | 2,00±0,1 | 1,78 | |
| | 6,8 | $2,1 \cdot 10^4$ | 1,90±0,1 | 3,75 | |
| | 8,5 | $5,4 \cdot 10^3$ | 1,85±0,1 | 6,90 | |
| Сталь 35ХНМ, нагрузка | 6,2 | $4,8 \cdot 10^4$ | 4,35±0,2 | 1,60 | [14] |
| в напр. прокатки | 9,0 | $7,9 \cdot 10^3$ | 4,00±0,2 | 9,90 | |
| Сталь 35ХНМ, нагрузка | | | | | |
| перпендикулярна | 7,0 | $5,4 \cdot 10^4$ | 3,85±0,1 | 1,50 | |
| направ. прокатки | 9,0 | $6,4 \cdot 10^3$ | 3,40±0,2 | 9,40 | |
| Сталь ЭП836 термообр., | 7 | $4,2 \cdot 10^5$ | 6,2 | 1,5 | [113] |
| 51 HRC | 7 | $7,5 \cdot 10^5$ | 5,95 | 0,3 | |

* неопубликованные данные авторов

Для оценки возможного вклада фактора времени желательно сопоставить величину откольной прочности с соответствующими характеристиками материалов, определяемыми в обычных квазистатических испытаниях. Стандартные испытания на растяжение дают две основные характеристики прочности – технический предел прочности $\sigma_в$, характеризующий максимальную нагрузку, выдерживаемую образцом, и истинное напряжение разрушения $S_k$, определяемое с учетом изменения поперечного сечения образца в «шейке». Для пластичных материалов превышение величины $S_k$ над $\sigma_в$ может быть

очень большим. Очевидно, что, являясь, по существу, характеристикой потери устойчивости образца (но не материала!) в результате образования «шейки» при растяжении, величина $\sigma_в$ не может служить основой для сопоставления прочностных свойств, определяемых в различных условиях нагружения — условиях одномерной нагрузки при трехмерной деформации в стандартных испытаниях на растяжение и одномерной деформации (при этом все компоненты тензора напряжений не равны нулю) в случае откола. В соответствии с реологическими критериями прочности [17] более объективной основой для сопоставления является величина максимального растягивающего напряжения, в данном случае $-S_k$.

Из табл.5.2 видно, что значения прочности при откole, реализуемые в микросекундном диапазоне длительностей нагрузки, обычно в 1,5—2 раза превышают $S_k$. При этом характерное время действия нагрузки в случае откола на 6—8 порядков меньше, чем при определении $S_k$.

Поскольку процесс разрушения требует заметного времени, сравнимого с длительностью ударно-волнового эксперимента, следует определить, какую стадию разрушения характеризуют определяемые данным методом величины напряжений. Скорость разрушения всегда конечна, поэтому достаточно быстрое приложение нагрузки способно создать значительное избыточные напряжения в материале. С другой стороны, металлографические исследования образцов после воздействия демонстрируют различную степень разрушения в зависимости от длительности воздействия даже при одной и той же его интенсивности [18]. Это иногда интерпретируется как существование нескольких порогов разрушения при откole, которые характеризуются зарождением несплошностей, их ростом на промежуточной стадии и формированием магистральной трещины.

Очевидно, что скорость разрушения, которая может фиксироваться на волновых профилях, должна коррелировать со скоростью расширения вещества в падающем импульсе нагрузки. Откольный импульс появляется на профиле скорости поверхности образца, если разрушение происходит достаточно быстро. Замедленное разрушение вызывает замедленную релаксацию растягивающих напряжений, что приводит к уменьшению крутизны фронта откольного импульса. Качественно профиль волны, распространяющейся от зоны разрушения к поверхности образца, можно представить как результат наложения двух волн — разгрузочной части падающего импульса и волны сжатия, появляющейся в результате разрушения. При некоторой

скорости разрушения волна сжатия, производимая релаксацией растягивающих напряжений при разрушении, точно компенсирует расширение вещества в падающем импульсе, в результате крутизна откольного импульса становится нулевой. Соответствующая скорость разрушения должна быть различной для различных параметров нагружения.

Ситуация с компенсацией волн реализуется в точке минимума перед фронтом откольного импульса на профиле скорости свободной поверхности образца. Акустический анализ, представленный в разделе 5.5, показывает, что минимум на волновом профиле образуется тогда, когда скорость разрушения в четыре раза превышает скорость расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса сжатия. Иными словами, измеренное напряжение откола соответствует вполне определенной скорости разрушения:

$$\dot{V}_{\text{т}}^{*} \approx 4(\dot{W}_1/2\rho c_b),$$

где $\dot{W}_1$ – градиент скорости поверхности в разгрузочной части падающего импульса. При такой скорости разрушения рост несплошностей компенсирует изменение параметров в падающем импульсе нагрузки и тем самым полностью экранирует его.

Сопоставление длительностей первого и последующих колебаний скорости поверхности на экспериментальных профилях $W(t)$ дает возможность оценить время задержки, необходимое для достижения скорости разрушения $\dot{V}_{\text{т}}^{*}$. Если такая задержка существенна, период осцилляций скорости после откола должен быть заметно меньше, чем длительность первой пульсации. В случае упругопластических материалов нужно также принять во внимание различие скоростей распространения разных участков волнового профиля. Подобный анализ показал, что, как правило, скорость разрушения $\dot{V}_{\text{т}}^{*}$ практически без задержки соответствует моменту достижения максимального для данного сечения растягивающего напряжения $\sigma^{*}$.

Таким образом, зависимость $\sigma^{*}(\dot{W}_1)$ или $\sigma^{*}(\dot{V}/V_0)$, где $\dot{V}/V_0 = -\dot{W}_1/2c_b$, характеризует связь между приложенным напряжением и начальной скоростью разрушения. Значения разрушающих напряжений, полученные динамическими измерениями, определяют условия инициирования откола. В связи с этим уместно отметить, что наблюдаемые неоднородности поверхности откола тем мельче, чем короче импульс нагрузки и, соответственно, больше достигаемые

перенапряжения в образце. Отсюда следует, что увеличение растягивающего напряжения приводит к инициированию все более мелких и более многочисленных очагов разрушения по мере распространения волны растяжения вглубь образца. Вблизи поверхности, где растягивающие напряжения еще не столь велики, инициируется разрушение лишь на сравнительно крупных дефектах. Так как количество крупных дефектов относительно невелико, скорость разрушения оказывается недостаточно большой, чтобы произвести заметную релаксацию растягивающих напряжений. Развитие разрушения в приповерхностных слоях останавливается разгрузкой, порождаемой быстрым разрушением в глубине образца.

Сопоставление величин откольной прочности, полученных измерениями волновых профилей, с условными значениями порогов разрушения, которые получаются в результате металлографического анализа образцов после испытаний с различными скоростями удара, показывают, что величины откольной прочности примерно соответствуют порогу зарождения откольного разрушения. Во многих случаях металлографический анализ дает даже более высокие значения порога зарождения. Два других порога — промежуточная стадия разрушения и формирование магистральной трещины, — соответствуют большей интенсивности ударной нагрузки. Это не означает, что развитие разрушения происходит при более высоких растягивающих напряжениях, потому что релаксация напряжений при разрушении ограничивает их рост в экспериментах с более высокой интенсивностью ударной нагрузки. Разделение тела на части завершается значительно позже момента достижения максимума растягивающих напряжений и требует определенных затрат энергии.

Результаты обработки экспериментальных данных для металлических материалов, испытанных в широком диапазоне скоростей деформирования, показаны на рис.5.19 в виде зависимостей $\sigma^*(\dot{V}/V_0)$. Выбор величины скорости деформирования в разгрузочной части падающего импульса $\dot{V}/V$ в качестве параметра, характеризующего временну́ю зависимость откольной прочности, определяется соображениями последующего использования результатов испытаний для построения кинетических зависимостей скорости разрушения в соответствии с результатами акустического анализа [12].

В пределах погрешности измерений зависимости реализуемой при отколе прочности от скорости деформирования описываются выражением:

$$\sigma^* = A(\dot{V}/V_0)^m.$$

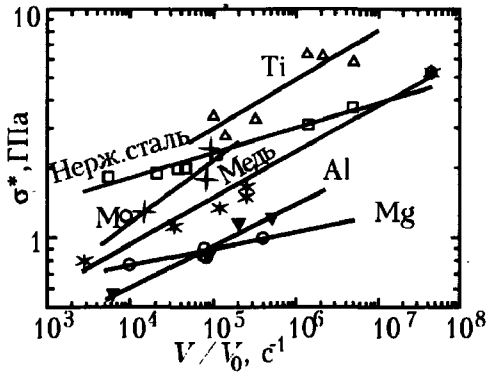


**Рис.5.19.** Зависимость откольной прочности металлов от скорости деформирования в импульсе ударной нагрузки.

Константы $A$ и $m$ для некоторых металлов и сплавов приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

**Зависимость откольной прочности от скорости деформирования**

| Материал | $A$, ГПа | $m$ |
|---|---|---|
| Алюминий АД1 | 0,635 | 0,06 |
| Алюминий АМг6М | 0,088 | 0,21 |
| Магний Мг95 | 0,39 | 0,072 |
| Медь | 0,15 | 0,2 |
| Высокочистый титан | 0,39 | 0,19 |
| Титан ВТ6 | 1,43 | 0,09 |
| Нержавеющая сталь Х18Н10Т | 0,65 | 0,11 |

В условиях ударно-волновых испытаний материал перед разрушением претерпевает быстрое сжатие и разогрев в ударной волне. В связи с этим возникает вопрос, в какой мере эти факторы влияют на сопротивление откольному разрушению. Были проведены эксперименты с образцами титановых и алюминиевых сплавов и железа при интенсивностях ударных волн 2–90 ГПа [19, 20]. На рис.5.20 приведены профили скорости свободной поверхности образцов титанового сплава ВТ8, полученные в опытах с нагружением образцов алюминиевыми ударниками толщиной 2 мм при скорости удара 660, 1900 и 5300 м/с. Давление ударного сжатия в этих опытах изменялось от 6,5 до 77 ГПа. Измерения показали, что откольная прочность сплава практически не зависит от амплитуды ударной нагрузки и равна 4,16 ± 0,06 ГПа. Отметим, что суммарная деформация в цикле ударного сжатия и разгрузки перед разрушением в этих опытах доходила до 50%, а остаточный разогрев – до 1100°К. Аналогичный

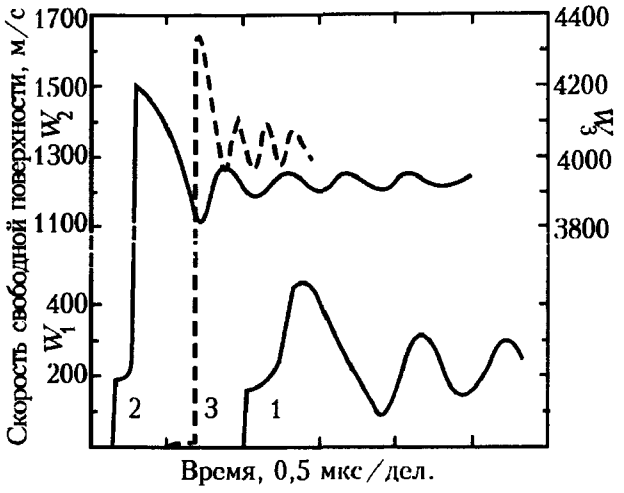


**Рис.5.20.** Откол в титановом сплаве ВТ8 при различных интенсивностях ударной нагрузки. Нагружение алюминиевыми ударниками толщиной 2 мм. Скорость удара 660 м/с (1), 1900 м/с (2), 5300 м/с (3).

результат получен в экспериментах с алюминием, где ударный разогрев достигал 90% температуры плавления, а суммарная деформация – 60%. Не было зафиксировано влияние интенсивности ударной нагрузки на откольную прочность и в опытах с мягкой сталью, где, как известно, происходит обратимое полиморфное превращение при давлении 13 ГПа. Результаты опытов с алюминиевыми сплавами в широком диапазоне амплитуд и длительностей ударной нагрузки суммированы на рис.5.21.

Немногочисленные опыты с измерениями откольной прочности при различных начальных температурах образцов [21–24] показывают также, что вклад температуры в этих условиях весьма мал и во всяком случае значительно меньше, чем при квазистатических испытаниях. Поскольку разрушение происходит при напряжениях выше

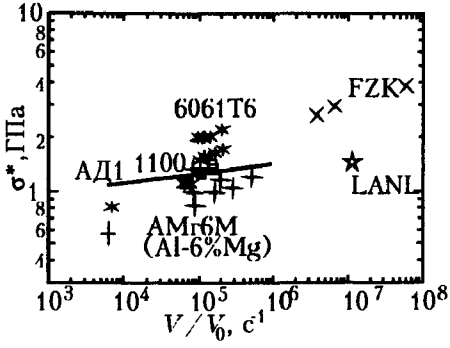


**Рис.5.21.** Откольная прочность алюминиевых сплавов в широком диапазоне амплитуд и длительностей ударной нагрузки.

предела текучести, рост несплошностей происходит путем пластической деформации окружающего вещества. Снижение роли температуры в сопротивлении металлов высокоскоростному разрушению объясняется, по-видимому, сменой механизма пластической деформации в окрестности несплошностей, связанной с переходом от термофлуктуационного к атермическому надбарьерному скольжению дислокаций при больших перенапряжениях в материале [25]. Тепловые флуктуации способствуют преодолению дислокациями разного рода барьеров и потому играют важную роль при пластической деформации в области низких напряжений. При увеличении уровня действующих напряжений становится возможным надбарьерное скольжение дислокаций. При этом отпадает потребность в тепловых флуктуациях, поэтому уменьшается влияние температуры на сопротивление деформированию и разрушению.

Отметим также, что, как показали исследования больших пластических деформаций и разрыва, проведенные П.Бриджменом [26] в квазистатических условиях, общая деформация сама по себе не является критериальным фактором сопротивления разрушению. Хотя величина деформации в опытах Бриджмена варьировалась на порядок и более, практически выполнялись силовые критерии разрушения по достижении предельных напряжений.

Опыты с ударными волнами различной интенсивности, а также эксперименты с образцами различной ориентации текстуры говорят о том, что центрами разрушения при откole становятся такие относительно крупные дефекты, присутствующие в исходном материале, как включения, микропоры и границы зерен. Чем больше достигаемые перенапряжения в образце, тем более мелкие и более многочисленные центры разрушения активируются и дают вклад в увеличение скорости процесса.

Поскольку деформация в ударной волне не влияет на сопротивление отколу, естественно предположить, что для инициирования разрушения на дислокационном уровне требуются более высокие напряжения.

**5.6.2.Динамическая прочность монокристаллов меди и молибдена.** Экспериментальным решением вопроса об условиях инициирования разрушения на структурном уровне, близком к уровню идеальной кристаллической решетки, могут быть исследования откольных явлений в монокристаллах. Монокристаллические материалы высокой чистоты свободны от таких относительно крупных дефектов, как границы зерен или частицы примесей. Наиболее крупные неоднородности структуры, которые могут играть роль

концентраторов напряжений для зарождения разрушений в монокристаллах, образуются в результате взаимодействия дислокаций между собой в процессе пластической деформации. В работах [27–30] проведены измерения разрушающих напряжений при отколе в монокристаллических образцах меди и молибдена. Эти два металла отличаются типом кристаллической решетки (гранецентрированная кубическая у меди и объемноцентрированная кубическая у молибдена), пластичностью, величиной предела упругости и другими характеристиками прочности.

Малые размеры монокристаллических образцов ограничивали возможности применения генераторов ударных волн с большими длительностями импульсов нагрузки. Опыты с монокристаллами проведены в субмикросекундном и наносекундном диапазонах длительностей ударной нагрузки, которая создавалась фольговыми ударниками или интенсивными ионными пучками. Исследовалось влияние ориентации, амплитуды и длительности нагрузки на сопротивление откольному разрушению.

**5.6.2а. Медь.** Результаты измерений профилей скорости поверхности образцов монокристаллической и, для сравнения, поликристаллической технической меди представлены на рис.5.22, 5.23.

Непосредственно из сопоставления волновых профилей видны явные различия между поведением поликристаллических образцов и монокристаллов различных ориентаций. Откольная прочность монокристаллов существенно выше прочности поликристаллической меди. Откольные импульсы при разрушении монокристаллов более четко выражены, имеют более крутой фронт и бóльшую амплитуду, чем в случае поликристаллической меди. Поскольку такая форма

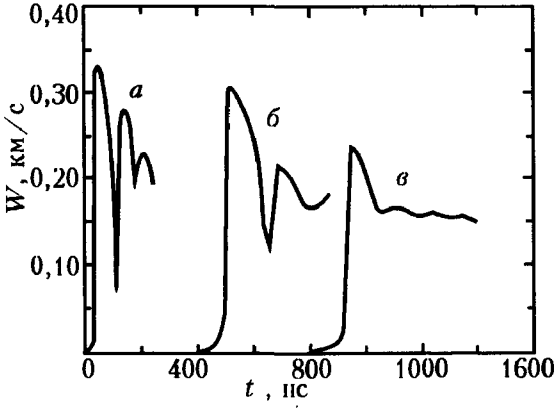


**Рис.5.22.** *а*, *б* – профили скорости свободной поверхности при отколе в монокристаллических образцах меди с ориентацией ⟨111⟩, *в* – откол в поликристаллическом образце.

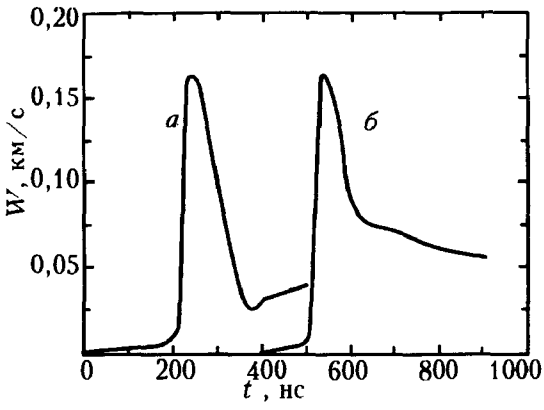


**Рис.5.23.** Профили скорости свободной поверхности монокристаллического (*а*) и поликристаллического (*б*) образцов меди в случае, когда давление в затухающей ударной волне близко по величине к значению откольной прочности.

откольных импульсов характерна для разрушения хрупких материалов, можно сказать, что разрушение монокристаллов носит относительно хрупкий характер в том смысле, что имеет более выраженный порог и быстрее развивается.

Существенное различие на профилях $W(t)$ отмечается также в темпе затухания колебаний скорости поверхности. Очевидно, что затухание будет наименьшим в случае гладкой поверхности разрушения. Если же поверхность сильно развита, а приповерхностный слой вещества разрыхлен, то отражение волн сопровождается значительной их диссипацией. В этом отношении наиболее очевидна разница между поликристаллической медью и монокристаллами с ориентацией ⟨100⟩. Различие состояний поверхностей разрушения подтверждается визуальным сравнением сохраненных после опыта образцов. В опытах с монокристаллами ориентации ⟨111⟩ первый откольный импульс обычно четко выражен, а затем колебания скорости быстро затухают.

Часть монокристаллических образцов, нагружаемых в направлении ⟨100⟩, предварительно отжигалась при температуре 900°С в течение двух часов в среде аргона. Для отожженных образцов на профилях скорости $W(t)$ фиксируется более четко выраженный упругий предвестник с амплитудой 0,16 ГПа (рис.5.24*б*). Во всех остальных опытах, как с монокристаллами, так и с технической медью, регистрируется незначительное плавное нарастание скорости поверхности перед выходом на нее пластической волны сжатия.

Сопоставление длительностей исходного импульса нагрузки и периода колебаний скорости после откола для монокристаллов с ориентацией ⟨100⟩ (рис.5.24*а*), показывает, что, по-видимому, имеет

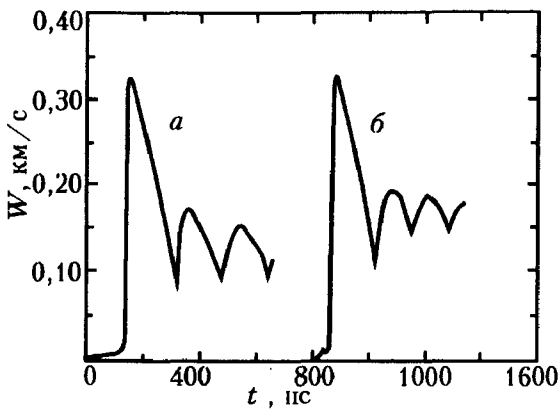


**Рис.5.24.** Профили скорости свободной поверхности неотожженных (*а*) и отожженных (*б*) монокристаллов меди, нагружаемых ударом в направлении ⟨100⟩.

место небольшая задержка разрушения. На уровне скорости, соответствующей ее значению перед выходом фронта откольного импульса, ширина исходного импульса нагрузки (~ 180 нс) примерно на 20 нс больше периода реверберации откольного импульса. Маловероятно, что эффект связан с упругопластическим поведением материала, так как предел текучести меди очень мал.

Рис.5.25 демонстрирует зависимость разрушающих напряжений при откole от скорости деформирования $V/V_0$ в разгрузочной части падающего импульса. На рисунке суммированы результаты опытов с технической поликристаллической медью М2, результаты опытов [31], где нагружение поликристаллических образцов осуществлялось ударниками микронной толщины при субнаносекундном разрешении

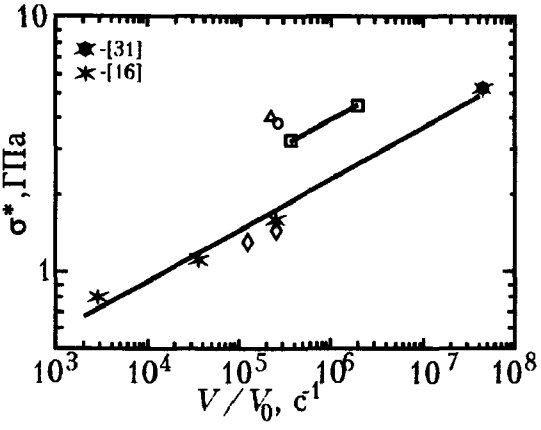


**Рис.5.25.** Зависимость откольной прочности меди от скорости деформирования в разгрузочной части падающего импульса. *, Δ, — поликристаллическое состояние, □ — монокристаллы с ориентацией ⟨111⟩, Δ, о — соответственно неотожженные и отожженные монокристаллы с ориентацией ⟨100⟩.

регистрируемых профилей $W(t)$, а также результаты опытов с монокристаллами. Прочность монокристаллов примерно втрое выше прочности поликристаллических медных образцов. Из рисунка видно, что откольная прочность поликристаллической меди, равная измеренной прочности монокристаллов, достигается при скорости деформирования $(3-7)\cdot 10^7\ с^{-1}$. Это соответствует характерной длительности импульса нагрузки ~ 0,5 нс или его длине порядка нескольких микрон. Вероятно, единицы микрон есть характерное расстояние между очагами разрушения в поликристаллическом теле, имеющими общую природу с центрами разрушения монокристаллов. Интересно отметить, что этот же размер определяет диаметр медных «усов», в которых реализуются близкие значения прочности на разрыв [32].

**5.6.2б. Молибден.** На рис.5.26, 5.27 показаны типичные волновые профили скорости свободной поверхности поликристаллических и монокристаллических образцов молибдена [28], а на рис.5.28 — результаты измерений откольной прочности. Как и в случае меди, динамическая прочность монокристаллов молибдена значительно превышает прочность поликристаллических образцов. В опытах с монокристаллами всех ориентаций наблюдалась заметная задержка разрушения.

Величина откольной прочности монокристаллов меди и молибдена в проведенной серии измерений не вполне воспроизводима. Разброс экспериментальных данных довольно велик, поэтому трудно однозначно выявить влияние ориентации на сопротивление откольному разрушению. Следует отметить, что тензор напряжений в данных условиях нагружения близок к шаровому независимо от ориентации нагрузки, а симметрия кристаллической структуры этих

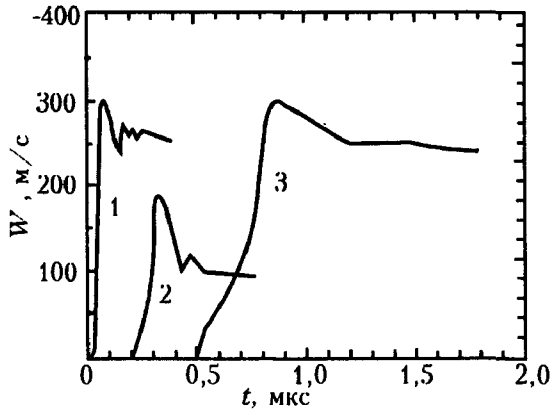


**Рис.5.26.** Профили скорости свободной поверхности поликристаллических образцов молибдена.

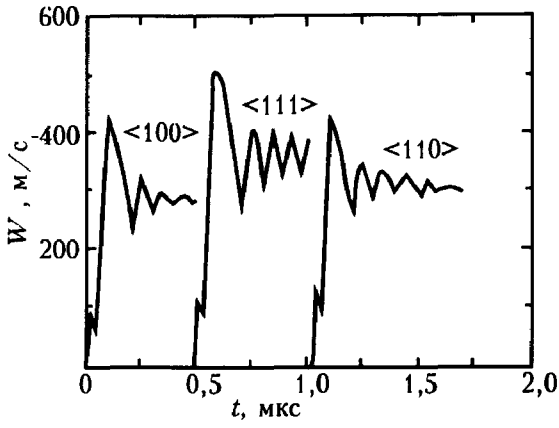


**Рис.5.27.** Результаты регистрации профилей скорости свободной поверхности монокристаллов молибдена с разной ориентацией относительно направлению нагрузки.

материалов весьма высока. Вероятно, по этим причинам влияние ориентации нагрузки на сопротивление разрушению мало и не выходит за пределы разброса экспериментальных данных.

Неожиданным оказалось отсутствие значительного влияния амплитуды ударной нагрузки на откольную прочность монокристаллов молибдена С ростом интенсивности ударной волны в результате пластической деформации возрастает плотность дислокаций в материале. Ожидалось, что при этом должна возрастать и концентрация очагов разрушения, образующихся в результате взаимодействия дислокаций, что должно приводить к снижению прочности вещества.

Результаты опытов с монокристаллами в сочетании с полученными ранее данными позволяют сделать некоторые заключения относительно механизма динамического разрушения поликристаллических

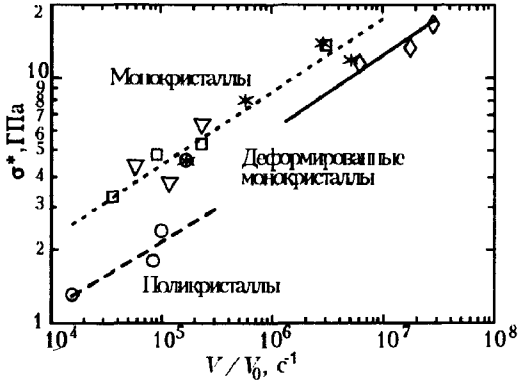


**Рис.5.28.** Зависимость откольной прочности молибдена в различных начальных состояниях от скорости деформирования.

тел. Известно, что основными очагами зарождения несплошностей являются границы зерен, частицы примесной фазы и другие дефекты материала. Измерения динамической прочности ряда металлов и сплавов в широком диапазоне интенсивности ударной нагрузки показали, что дефекты структуры, генерируемые в процессе высокоскоростной пластической деформации, не оказывают заметного влияния на откольную прочность технических сплавов. Проведенные эксперименты с монокристаллами дают основание утверждать, что только в случае монокристаллов может иметь место инициирование разрушения на уровне простейших дефектов кристаллической структуры. В поликристаллических материалах, из-за инициирования процесса на более крупных дефектах и развития релаксационных процессов, растягивающие напряжения просто не успевают достигнуть необходимой величины.

Интересно сопоставить измеренные значения прочности монокристаллов на разрыв с возможными предельными значениями этой величины. Оценки предельной теоретической прочности меди на отрыв в направлении ⟨111⟩, основанные на величине поверхностной энергии или энергии когезии [33], дают $\sigma_{\text{тсор}}$ порядка 24 – 39 ГПа. Оценка предельного растягивающего напряжения по минимуму на кривой объемной сжимаемости, при использовании в качестве последней ударной адиабаты меди, дает величину $\sigma_{\text{тсор}} = \rho_0 c_0/4b$ =23 ГПа, где $b$ – коэффициент линейного выражения для ударной адиабаты в виде $D = c_0 + bu$ [34]. Таким образом, динамическая прочность монокристаллической меди в исследованном диапазоне скоростей деформирования составляет примерно 20% предельной теоретической прочности. Для молибдена, где диапазон измерений включал наносекундные длительности нагрузки, динамическая прочность достигала 30% предельной величины.

**5.6.3. Откол в монокристаллах кварца и окиси алюминия.** В случае материалов с высоким пределом упругости возможна генерация в испытуемом образце больших растягивающих напряжений без пластической деформации и, следовательно, без образования в процессе испытаний новых дефектов, которые могут стать центрами разрушения. Можно ожидать реализации максимальных значений динамической прочности твердого тела в случае высокооднородных гомогенных материалов с высоким пределом упругости, когда динамическому разрушению не предшествует пластическая деформация исследуемого материала. В работах [35 – 37] проведены эксперименты с монокристаллами синтетического кварца, рубина и сапфира.

На рис.5.29 представлены результаты регистрации профилей скорости поверхности образцов синтетического монокристаллического кварца при ориентации нагрузки в направлении оси $X$. Амплитуда импульса сжатия в этих опытах соответствовала 2,8 ГПа (*а*), 4,6 ГПа (*б*), и 5 ГПа (*в*). По литературным данным динамический предел упругости монокристаллов кварца данной ориентации близок к 5 ГПа. В случае минимальной интенсивности ударной волны (*а*) на профиле скорости не фиксируется каких либо особенностей, связанных с откольным разрушением, а его форма качественно соответствует исходному импульсу нагрузки внутри образца. Увеличение амплитуды импульса до 4,6 ГПа вызывает появление второго подъема на профиле скорости поверхности, который можно трактовать как откольный импульс. Дальнейшее незначительное повышение амплитуды ударной волны приводит к качественному изменению формы профиля скорости поверхности. Разгрузочная часть импульса не проходит к поверхности и не регистрируется на профиле $W(t)$, а растягивающие напряжения в этом случае практически равны нулю.

Таким образом, измерения показывают, что прочность образцов $X$-среза кварца достигает 4 ГПа при амплитуде ударной нагрузки ниже динамического предела упругости. В окрестности предела упругости прочность кварца падает практически до нуля, вероятно — в результате дробления материала. Для сравнения укажем, что откольная прочность кварцита не превышает 50 МПа [38].

В работе [36] представлены результаты измерений откольной прочности рубина — оксида алюминия, легированного хромом. Образцы вырезались из стандартной заготовки активного элемента

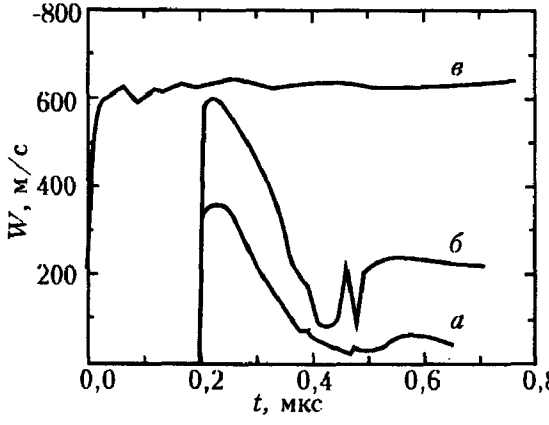


**Рис.5.29.** Результаты экспериментов по регистрации откола в образцах монокристаллического кварца. Толщина ударника 0,2 мм (*а*), 0,4 мм (*б*, *в*); толщина экрана 3 мм (*а*), 2 мм (*б*), 0,9 мм (*в*).

лазера. Измерения проведены при интенсивностях ударной волны ниже предела упругости, который по данным работы [39] составляет для монокристаллической окиси алюминия 14 – 20 ГПа. Ударно-волновые измерения проведены с применением водяного «окна».

Характерной особенностью волнового профиля при откole в рубине (рис.5.30) является чрезвычайно крутой фронт откольного импульса (время нарастания менее 10 нс). Это говорит об очень быстром разрушении материала. Измеренные значения откольной прочности рубина в области упругого деформирования достигают 10 ГПа.

В сапфире с ориентацией вдоль оси $Z$ откольная прочность в импульсах ударной нагрузки длительностью ~ 50 нс достигала 20 ГПа [37]. Эти значения являются наивысшими среди всех результатов инструментальных измерений откольной прочности различных материалов. Для сравнения укажем, что прочность «усов» окиси алюминия составляет 8,5 ГПа [32].

**5.6.4. Динамическая прочность стекла.** Результаты измерений профилей скорости свободной тыльной поверхности образцов стекла К19 [40] при различных скоростях удара показаны на рис.5.31. Стекло не имеет четко выраженного динамического предела упругости, поэтому по известным данным трудно выделить момент перехода к неупругому деформированию в волне сжатия. По-видимому, этому переходу соответствует на профилях $W(t)$ интервал скоростей 800 – 1100 м/с. В импульсах с меньшей амплитудой наблюдается образование ударной волны разрежения, что свидетельствует об обратимом ходе изменения скорости звука с давлением и подтверждает аномальную сжимаемость стекла в упругой области. При $W \approx 1200$ м/с фиксируется увеличение крутизны верхней части

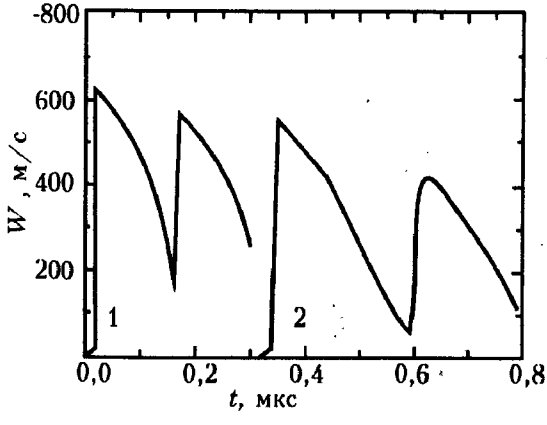


**Рис.5.30.** Откол в рубине.

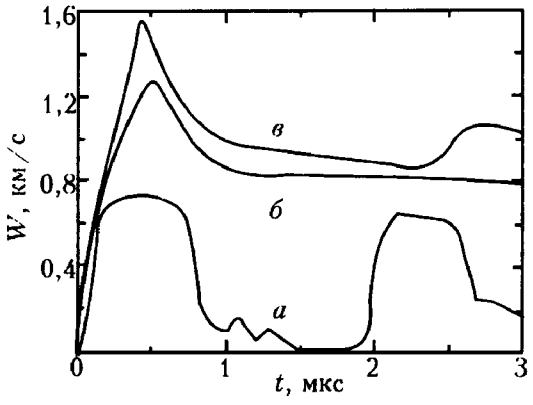


**Рис.5.31.** Результаты экспериментов по регистрации откола в стекле. Толщина ударника — 2 мм; толщина образцов — 6,65 мм (*а*), 8,3 мм (*б*), 5,25 мм (*с*); скорость ударника 0,7 км/с (*а*), 1,9 км/с (*б*, *в*).

профиля волны сжатия, что связывается с образованием двухволновой структуры; крутизна профилей $W(t)$ в волне разрежения при этом уменьшается. Последнее обстоятельство указывает на различие в ходе изменения состояния при сжатии и последующей разгрузке. Таким образом, в экспериментах с ударниками, имеющими скорость 1,9 км/с, превышен предел упругости стекла. По условиям взрывного метания с такой скоростью к тыльной поверхности ударника примыкал толстый слой парафина, поэтому разгрузка в этих опытах прослежена не полностью.

В проведенных экспериментах откол в стекле не зафиксирован, поэтому динамическую прочность стекла на разрыв из этих экспериментов можно лишь оценить снизу. Согласно результатам измерений, эта величина составляет не менее 4,2 ГПа.

В отличие от кристаллического кварца, переход интенсивности импульса нагрузки через динамический предел упругости не вызывает потери объемной прочности стекла. Это означает, что неупругая деформация стекла при сжатии происходит по пластическому механизму и не сопряжена с дроблением этого хрупкого материала. Известно явление необратимого уплотнения стекол при сжатии выше предела упругости [41, 42]. Вероятно, процесс уплотнения и является механизмом пластической деформации стекла при высоком давлении [43, 44].

**5.6.5. Высокотвердые керамики.** В отличие от монокристаллов и стекол, высокотвердые керамики и геологические материалы содержат большое число концентраторов напряжений — пор, трещин, границ зерен, — зарождение разрушения на которых активируется даже в области упругого деформирования материала в целом. Микроразрушения в таких материалах могут появляться уже в фазе

сжатия. С увеличением интенсивности импульса нагрузки степень микроразрушений в фазе сжатия резко возрастает, что приводит впоследствии к падению сопротивления растяжению.Это видно из рис.5.32, где приведены результаты измерений откольной прочности керамических окиси алюминия по данным работ [45, 46], диборида титана по данным [47 – 49] и карбида кремния [47, 48, 50]. В случае карбида кремния наблюдается возрастание откольной прочности в области упругого деформирования с увеличением напряжения в волне сжатия. Возможно, это коррелирует с тем, что характер деформации этого материала наиболее близок упруго-пластическому [47]. В этом случае можно предполагать, что в области упругого сжатия частично закрываются микропоры, присутствующие в исходном материале, причем это происходит путем пластической деформации и не порождает трещин. Однако и для карбида кремния наблюдается резкое падение прочности на разрыв после ударного сжатия до предела упругости.

При трехкратном превышении динамического предела упругости отмечалось возрастание откольной прочности выше значений, измеренных в слабых ударных волнах [51]. Это говорит о том, что под действием высокого давления возрастает пластичность хрупкой керамики. Уменьшение пористости и размера зерна керамического материала увеличивают его откольную прочность [52].

На рис.5.33 приведены профили скорости свободной поверхности образцов керамики из карбида титана с никелевой связкой [53], полученных методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Содержание карбида титана составляло 80% по массе. Четкий упругий предвестник на профилях не фиксируется из-за дисперсии волн в этом смесевом материале с разной скоростью звука в компонентах. Откольная прочность керамики составляет 0,4 – 0,55 ГПа и несколько уменьшается с ростом давления ударного сжатия. Так как откольная прочность никеля в 3 – 4 раза выше, результаты измерений подтверждают инициирование разрушений в хрупкой компоненте.

Таким образом, откольная прочность хрупких поликристаллических материалов зависит как от их исходной структуры, так и от предыстории нагружения. Ее измерения помогают прояснить механизм деформации материала в ударной волне.

**5.6.6. Полимеры.** На рис.5.34 приведены профили скорости свободной поверхности образцов полиметилметакрилата (оргстекла) [54] при различных амплитудах и длительностях ударно-волновой нагрузки.

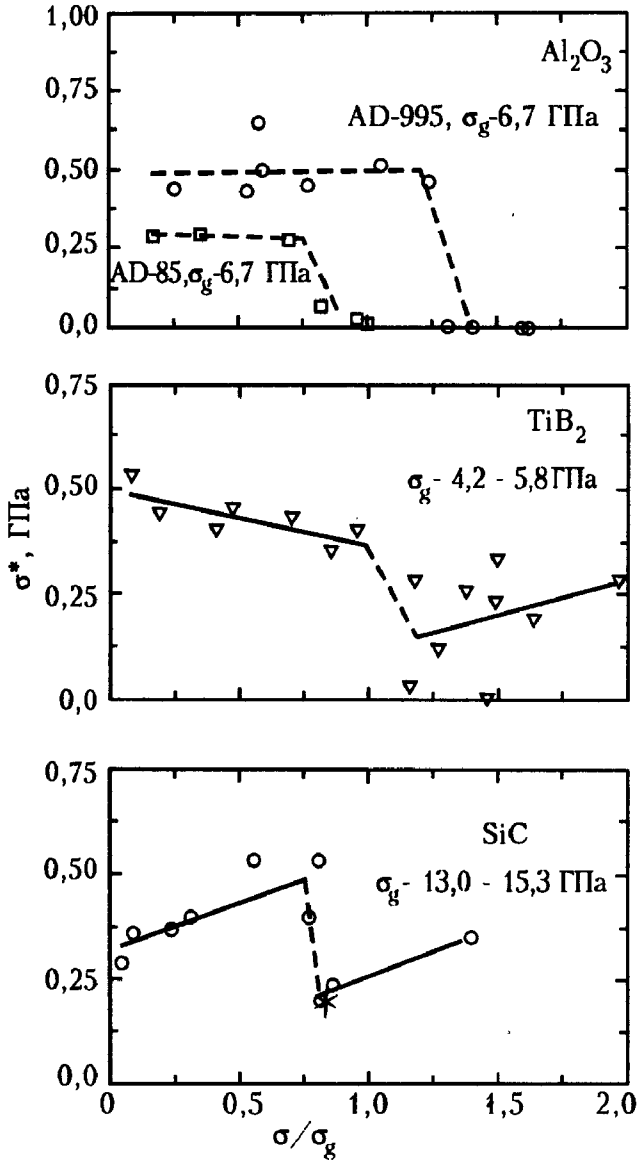


**Рис.5.32.** Откольная прочность керамических окиси алюминия [45, 46], диборида титана [47 – 49] и карбида кремния [47, 48, 50] при воздействии импульсами ударного сжатия с интенсивностью ниже и выше динамического предела упругости $\sigma_д$.

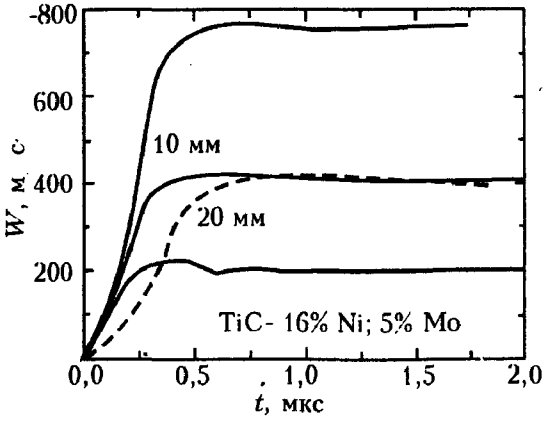


**Рис.5.33.** Профили скорости свободной поверхности образцов керамики из карбида титана с никелевой связкой.

В области малых давлений ударного сжатия оргстекло является достаточно хрупким материалом и разрушается путем роста дискообразных трещин, которые зарождаются на твердых и газовых включениях, присутствующих в исходном материале [55]. Форма волновых профилей при малой интенсивности нагрузки достаточно типична для откола в твердых телах. Некоторой особенностью, характерной для этого материала, являются мелкомасштабные осцилляции скорости на откольном импульсе. Вероятно, появление этих осцилляций связано с образованием, ростом и взаимодействием трещин в зоне разрушения.

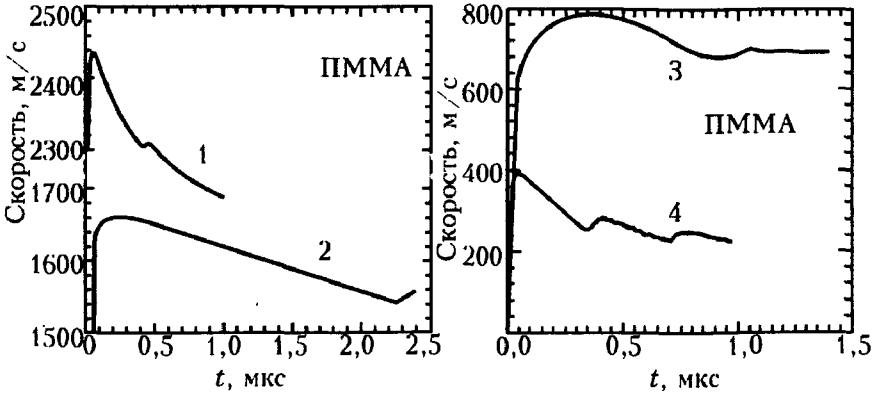


**Рис.5.34.** Профили скорости свободной поверхности образцов полиметилметакрилата (оргстекла) в широком диапазоне амплитуд и длительностей ударной нагрузки.

С увеличением давления ударного сжатия характер откола изменяется. Разрушение становится существенно более вязким, что проявляется в затянутом торможении откольной пластины. Наиболее вероятной причиной этого является, по-видимому, разогрев и пластификация материала в ударной волне. Исследования образцов, сохраненных после испытаний при различных температурах [55], показали, что с нагревом увеличивается зона локальной пластичности у вершины трещины и снижается скорость роста трещин. Нельзя также исключить и возможности схлопывания зародышевых микропор в материале под действием высокого давления ударного сжатия, что снижает число центров разрушения и его суммарную скорость.

Измерения показали, что, несмотря на изменение характера разрушения, откольная прочность оргстекла практически не зависит от давления ударного сжатия в диапазоне 0,6 – 6 ГПа и возрастает от 0,17 ГПа при скорости деформирования $\sim 10^4$ с$^{-1}$ до 0,21 ГПа при скорости деформирования $10^5$ с$^{-1}$. Откольная прочность эпоксидной смолы в тех же условиях нагружения может достигать 0,3 ГПа. По-видимому, значения откольной прочности в диапазоне 0,1 – 0,3 ГПа характерны для гомогенных полимерных материалов [55 – 57].

**5.6.7. Сопротивление откольному разрушению эластомеров.** В нормальных условиях эластомеры способны претерпевать без разрушения большие деформации, причем эти деформации обратимы. Выполненные в последнее время исследования поведения резины [58, 59] и других эластомеров показали что их разрушение в волнах разрежения также отличается от разрушения твердых тел, в том числе – полимеров.

Результаты экспериментов с резиной показаны на рис.5.35. Измерялись профили скорости свободной поверхности, а также профили скорости поверхности контакта между образцом и прозрачной преградой (окном) из жидкости с малым динамическим импедансом. Кривая 1 получена в опыте с преградой из этанола, 2 – в опыте с гексаном. Штриховой линией показан профиль скорости свободной поверхности, рассчитанный по результатам опытов с преградами в предположении сохранения сжимаемости резины в области отрицательных давлений. Измеренный профиль скорости свободной поверхности резинового образца представлен кривой 3.

Очевидно, измеренный профиль 3 должен совпадать с рассчитанным, пока на волновой процесс не начнет влиять нарушение сплошности образца под действием отрицательных давлений. Если же материал образца вообще не обладает заметной прочностью на

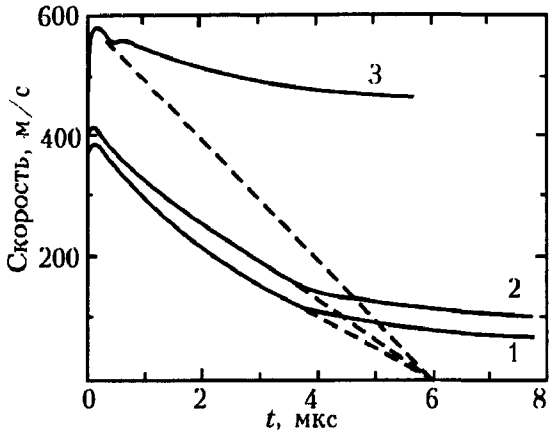


**Рис.5.35.** Результаты регистрации волновых профилей образцов резины в условиях откола. 1, 2 — опыты с окнами, 3 — профиль скорости свободной поверхности.

разрыв, скорость его поверхности после выхода ударной волны должна сохраняться постоянной. Измеренный профиль скорости свободной поверхности занимает некоторое промежуточное положение. Небольшой начальный участок соответствует выходу на поверхность падающего импульса нагрузки. В точке $S$ фиксируется выход на поверхность слабой волны сжатия, подобной откольному импульсу в опытах с металлами. После этого в течение довольно большого времени наблюдается относительно медленный спад скорости поверхности. Визуальный осмотр образца, сохраненного в эксперименте с измерением скорости свободной поверхности, не обнаруживает явных признаков разрушения. Значение откольной прочности резины, рассчитанное по величине спада скорости перед откольным импульсом, составило 27 ± 3 МПа. По результатам статических испытаний истинное напряжение разрыва при растяжении резинового стержня составляет 88 МПа [58].

На рис.5.36 представлены результаты опытов с модельным высоконаполненным эластомером на основе бутадиеннитрильного каучука. Содержание наполнителя составляло 75% по массе, в том числе хлористого калия — 61,6%. Испытывались составы с размером частиц KCl 160 — 200 мкм и 20 — 50 мкм. Во всех экспериментах регистрируется слабо выраженный первый откольный импульс с последующим монотонным спадом скорости в течение относительно большого времени. Измеренные значения откольной прочности составили 24 — 30 МПа для образцов с мелкодисперсным наполнителем и ~ 15 МПа для грубодисперсных образцов. На измеренных профилях скорости отчетливо видно влияние размера частиц

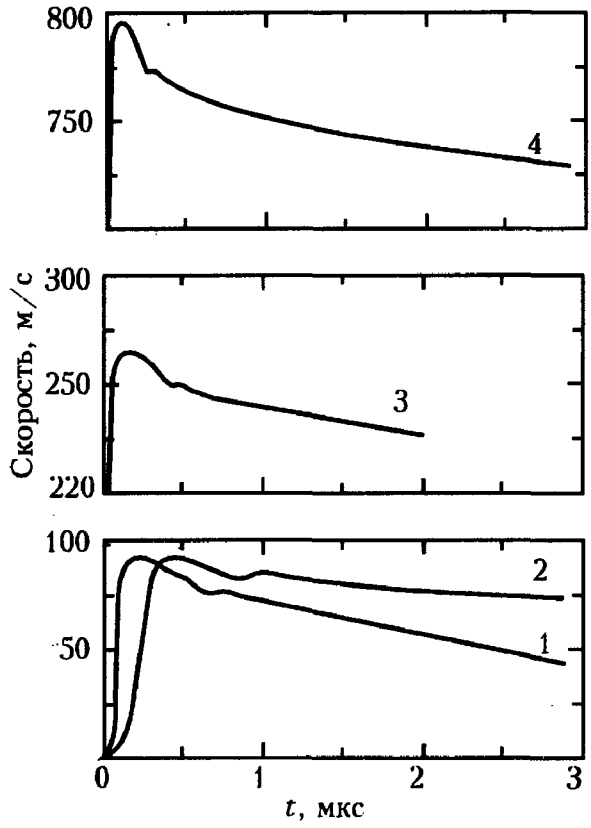


**Рис.5.36.** Профили скорости свободной поверхности образцов модельного высоконаполненного эластомера на основе бутадиеннитрильного каучука в условиях откола. 1, 3, 4 – размер частиц наполнителя 20–50 мкм, 2 – 160–200 мкм.

наполнителя на ширину фронта ударной волны – для грубодисперсного состава она почти в два раза больше.

Известно [60], что разрыву эластомеров предшествует образование микронесплошностей в образце, которое начинается при напряжениях, значительно меньших разрывных, и происходит в результате разрушения малопрочного наполнителя или его отслоения. Само по себе образование микронесплошностей еще не есть разрушение. Так, при испытаниях на трехосное растяжение вулканизаторов

натурального каучука [61] образование полостей происходило при напряжениях 1 — 3 МПа и незначительных деформациях; после этого образцы претерпевали дальнейшую деформацию в несколько сотен процентов, сопровождаемую ростом (с малым модулем) растягивающих напряжений.

После образования полостей режим деформирования в их окрестности отклоняется от трехосного, появляется возможность реализации больших обратимых деформаций. Подробное исследование микроструктуры твердых ракетных топлив и их имитаторов, представляющих собой высоконаполненные эластомеры, после ударно-волнового воздействия выполнено в работах [62, 63]. Наблюдалось возникновение отдельных трещин внутри зерен наполнителя при воздействии на образец ударной нагрузки интенсивностью 52 МПа. С ростом давления ударного сжатия степень разрушения зерен возрастает, разрушение распространяется в связующее и тем самым формируется поверхность откола, но отделение откольной пластины происходит лишь при интенсивности ударной нагрузки 145 МПа.

Таким образом, можно предполагать, что измеренные значения откольной прочности характеризуют зарождение микронесплошностей в эластомерах, но не его разрушение. После зарождения микронесплошностей эластомеры способны оказывать значительное сопротивление дальнейшему растяжению, что проявляется на профилях скорости поверхности в длительном торможении откалывающегося слоя.

Очевидно, чем выше сопротивление растяжению, тем интенсивнее должно быть торможение. Это вполне согласуется с наблюдаемым изменением крутизны профилей скорости за откольным импульсом при переходе от резины к эласто́меру с мелкодисперсным наполнителем и затем к грубодисперсному эластомеру. Торможение откалывающегося слоя может вызываться как упругой компонентой сопротивления росту несплошностей, так и вязкостью материала. В том и другом случае сопротивление росту пор обратно пропорционально их радиусу. В этой связи интересно отметить, что наблюдаемая скорость торможения также обратно пропорциональна размеру частиц наполнителя — в случае мелкодисперсного наполнителя начальная скорость торможения примерно в 3,5 раза выше, чем для грубодисперсных образцов. Размер частиц наполнителя в резине не определен, но заведомо меньше 10 мкм.

**5.6.8. Откол в жидкостях.** Жидкости, как и твердые тела, обладают некоторым сопротивлением всестороннему растяжению, которое можно трактовать как объемную прочность вещества.

Предельная величина объемной прочности жидкостей оценивается по силам межмолекулярных связей [64] (что для воды, например, дает величину порядка 1 ГПа), либо по минимуму изотермы, экстраполированной в область отрицательных давлений [65] (что для воды дает ~ 0,3 ГПа). Прочность жидкости может быть измерена, если организовать эксперимент таким образом, чтобы исключить боковое сужение образца при его продольном растяжении [65, 66]. Измерения показали, что реальные значения объемной прочности жидкостей на 1—2 порядка ниже предельных теоретических оценок. Объясняется это тем, что в объеме жидкости всегда присутствуют мельчайшие пузырьки газа или пара. Сопротивление росту пузырька конечных размеров определяется силами поверхностного натяжения и значительно ниже межмолекулярных сил в жидкости. Даже такие мелкомасштабные неоднородности, как тепловые флуктуации могут служить центрами зарождения несплошностей при растяжении [67].

Применение плоских ударных волн обеспечивает необходимые условия для измерений объемной прочности жидкостей в силу того, что движение среды в этих условиях одномерно, растяжение при отражении импульса сжатия от поверхности тела реализуется только внутри него, так что поверхность не может оказывать влияния на процессы разрывного разрушения. Характерные значения откольной прочности жидкостей можно представить себе на примере экспериментальных данных для глицерина [68] и воды [69]. Согласно [68], откольная прочность глицерина составляет ~ 25 МПа, что соответствует начальному размеру зародышевых пузырьков ~ 0,01 мкм. Динамическая прочность воды при длительностях нагрузки ~ $10^{-4}$ с оценивается [69] как 0,85 МПа. Деионизация воды увеличивает ее объемную прочность до 1,5 МПа.

### 5.7. О критериях откола

Величина сопротивления откольному разрушению или откольной прочности материала характеризует условия инициирования разрушения и определяет максимальные допустимые в данных условиях значения растягивающих напряжений. Дальнейшее развитие процесса происходит при пониженных (в результате «ослабления» материала растущими несплошностями) напряжениях. Известно, что при малых длительностях нагрузки разрушение, начавшись, может не дойти до полного откола, то есть до разделения тела на части. Для завершения процесса необходимы дополнительные затраты энергии, которая расходуется на рост зародышевых несплошностей и пластическую деформацию материала вокруг них. В связи с этим встает

вопрос о выборе критериев откольного разрушения, которые позволили бы использовать результаты ограниченного количества испытаний материала для прогнозирования его реакции в произвольных условиях нагружения.

Различные эмпирические критерии [70—72], основанные, главным образом, на экспериментах с прямым наблюдением разрушения после соударения пластин, определяют возможность откола в зависимости от соотношения величины и длительности действующего импульса ударной нагрузки или его части в фазе растяжения. Отметим, однако, что закон изменения растягивающих напряжений определяется не только условиями нагружения, но и скоростью релаксации напряжений при разрушении. Трудно сказать, насколько общий характер могут иметь подобные критерии и в какой мере они сохраняются при переходе от одних параметров динамической нагрузки к другим. Наиболее предпочтительным был бы критерий с ясным физическим смыслом, который не только позволял бы оценивать возможность откола или предельные условия разрушения, но и мог бы быть использован для определения энергии осколков в запредельных условиях откола.

В этом отношении представляется наиболее содержательным и перспективным энергетический критерий [73, 74], основанный на сопоставлении работы разрушения и запаса энергии в теле. Под работой разрушения здесь понимается количество энергии, которое затрачивается на весь процесс разделения тела на части, отнесенное к единице площади сечения тела.

**5.7.1. Работа откольного разрушения.** Рассмотрим баланс энергии в пластине толщиной $H$ после входа в нее импульса сжатия с энергией на единицу площади $E_0$ и количеством движения $P_0$. В результате многократных прохождений через пластину импульс сжатия в ней затухнет, а его энергия частично перейдет в кинетическую энергию пластины в целом, а частично израсходуется на диссипативные процессы, в том числе и на разрушение. Если разделение пластины не произошло, то ее скорость, в соответствии с законом сохранения количества движения, установится равной:

$$u_f = P_0/\rho H,$$

где $\rho$ — плотность пластины. При этом диссипировавшая в пластине энергия определяется как:

$$E_d = E_0 - \frac{1}{2} P_0^2/\rho H, \tag{5.42}$$

а величина работы разрушения $E_f$ может быть оценена сверху как $E_f \le E_d$.

В случае соударения пластин из одного материала кинетическая энергия и количество движения ударника практически полностью переходят в импульс сжатия в преграде. Если экспериментально найдена минимальная скорость соударения, при которой происходит полный откол в преграде (при этом скорости частей разрушенной преграды равны, поскольку условия для разрушения предельны), то соотношение (5.42) может быть использовано для оценки сверху величины работы разрушения в виде:

$$E_f \le E_d = \frac{1}{2}\rho h v^2(1 - h/H), \tag{5.43}$$

где $h$, $v$ — толщина и скорость ударника.

В табл.5.4 приведены результаты такой оценки поглощенной энергии $E_f$ при откольном разрушении ряда материалов. Из таблицы видно, что в большинстве случаев рассчитанная величина $E$ возрастает с увеличением толщин ударника и преграды. К сожалению, экспериментальной информации недостаточно для того, чтобы выделить долю энергии, поглощенную в зоне разрушения, но, вообще говоря, возрастание работы разрушения с увеличением толщины ударника не противоречит физическим представлениям. Зона разрушения имеет конечную толщину и возрастание полной работы разрушения вполне может быть объяснено увеличением объема разрушаемого материала.

В том случае, если в экспериментах регистрируется профиль скорости поверхности образца, момент завершения разрушения может быть установлен по достижению постоянной средней скорости поверхности и, следовательно, откольной пластины в целом. Как правило, подобные измерения проводятся с нагрузками, амплитуда которых существенно выше необходимой для разрушения и, поскольку запас энергии после разрушения можно оценить только для откольной пластины, данных для оценки работы разрушения по (5.42) недостаточно. В этом случае оценку работы разрушения можно сделать следующим образом.

Предположим, что в эксперименте плоскость откола задана искусственно, так что не затрачивается энергия на отделение откольной пластины от образца. Тогда можно подсчитать запас энергии в искусственной откольной пластине:

$$E_a = \int_{H-\delta}^{H} (\rho u^2/2 + \rho E)\, dx, \qquad (5.44)$$

где $\delta$ — толщина откольной пластины, $u(x)$, $E(x)$ — распределения массовой скорости и удельной внутренней энергии по толщине пластины. При естественном откole часть запаса энергии в откольной пластине тратится на разрушение, некоторая часть передается вглубь образца, так что после завершения разрушения и прекращения торможения откольной пластины в ней остается запас энергии $E_n$. В этом случае величину работы разрушения можно оценить сверху как:

$$E_f \le E_a - E_n.$$

Таблица 5.4

**Оценка величины работы откольного разрушения по предельной скорости соударения пластин**

| Материал | $h$, мм | $H$, мм | $V$, м/с | $E_d$, $10^5$ Дж/м$^2$ | Лит. |
|---|---|---|---|---|---|
| Медь холоднокатанная электролитическая | 1,55–1,70 | 5,49 | 147–153 | 1,08–1,23 | [3] |
| | 2,9–3,5 | 6,50 | 122–128 | 1,07–1,18 | |
| Сталь 08КП | 0,5 | 1 | 250 | 0,61 | [76] |
| | 1 | 2 | 205–230 | 0,82–1,04 | |
| | 2 | 4 | 160–180 | 1,00–1,27 | |
| Алюминий АМг6 | | | | | |
| Лист | 1 | 2 | 265 | 0,47 | |
| | 3 | 5 | 210–230 | 0,70–0,84 | |
| Пруток | 3 | 5 | 360–390 | 2,06–2,41 | |
| | 5 | 10 | 220–240 | 1,60–1,91 | [76] |
| Оргстекло | 1 | 2 | 127–134 | 0,048–0,053 | |
| | 2 | 4 | 102–108 | 0,061–0,069 | [77] |
| | 2,8 | 7 | 98–102 | 0,095–0,103 | |

Для определения $E_a$ не обязательно проводить опыты с искусственным откolом. Величину $E_a$ можно оценить в акустическом приближении по части профиля скорости поверхности, соответствующей исходному импульсу нагрузки. Обработка экспериментальных данных показывает [77], что для случаев, когда амплитуда падающего импульса в несколько раз превышает значение откольной прочности, разность величин $E_a - E_n$ определяется практически только разностью кинетических энергий:

$$\Delta E = E_a - E_n = \frac{1}{2}\rho_0\delta(v_a^2 - v_n^2),$$

где $v_a$ — скорость искусственного откола, $v_n$ — конечная средняя скорость реальной откольной пластины. Величина $v_a$ рассчитывается как отношение смещения поверхности за время $t_i$ длительности эффективной части исходного импульса нагрузки к величине $t_i$.

**5.7.2. Краевые эффекты откола.** Разрушающее напряжение и работа разрушения характеризуют прочностные свойства материала в условиях одномерной деформации, но этих сведений недостаточно для определения возможности полного отрыва откольного элемента и оценки его скорости после отделения.

Рассмотрим эволюцию локальной ударно-волновой нагрузки в плоской преграде (рис.5.37). Падающая волна сжатия, распространяющаяся в осевом направлении, ослабляется радиальными волнами

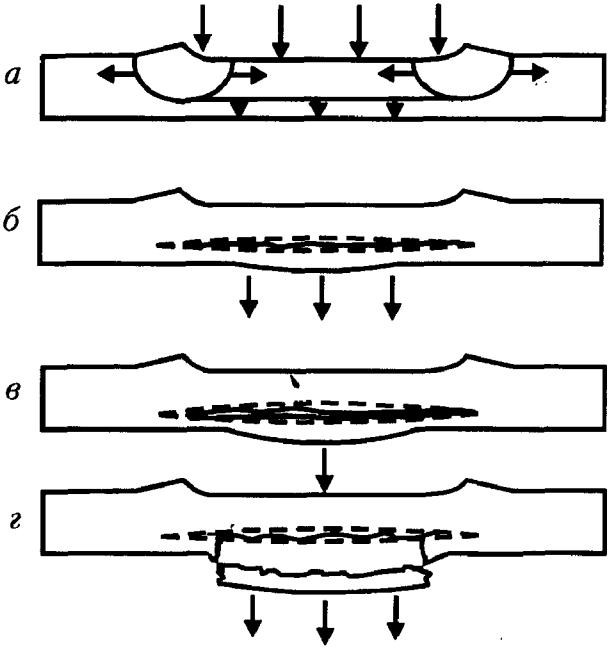


**Рис.5.37.** Образование и отрыв откольного элемента в результате локализованного ударного воздействия.

разрежения, которые образуются на границе области нагружения. В результате интенсивность ударной волны оказывается непостоянной вдоль радиуса. При отражении такого импульса сжатия от тыльной поверхности происходит откол, но только в центральной части преграды реализуются высокие растягивающие напряжения и запас энергии, достаточные для полного разрушения. В этом месте образуется магистральная трещина. На периферии зоны разрушения также инициируется образование микротрещин или пор в материале, но запас энергии в импульсе нагрузки оказывается слишком малым, чтобы процесс разрушения дошел до слияния зародышевых несплошностей. На бо́льших расстояниях от оси импульс нагрузки выходит на поверхность настолько ослабленным, что не вызывает никаких разрушений. Таким образом, разрушение преграды на волновой стадии ограничивается ее внутренней областью (рис.5.37*б*). Дальнейшее развитие процесса определяется запасом кинетической энергии в отколовшемся слое.

Инерциальное движение отколовшегося слоя тормозится силами связи периферийной его части с преградой (рис.5.37*в*). В результате действия краевых эффектов движение отколовшегося слоя может полностью прекратиться – преграда останется частично разрушенной, а на ее поверхности в области разрушения образуется характерный куполообразный выступ [78]. Для завершения отделения откольного элемента необходимы дополнительные затраты энергии, которая расходуется на пластическую деформацию откольного элемента и образование новой поверхности разрушения на его периферии (рис.5.37*г*).

В силу быстротечности, процесс отделения откольного элемента в значительной мере определяется радиальными волнами растяжения, которые образуются на его периферии и распространяются к оси симметрии. В результате периферийная часть откольного элемента дольше находится под влиянием радиальных растягивающих напряжений и претерпевает наибольшую деформацию. Так как толщина откалывающегося слоя относительно невелика и его поверхности (поверхность тела и поверхность разрушения) свободны, значения растягивающих напряжений в нем ограничены пределом текучести материала. Однако, вследствие деформационного упрочнения напряжение течения возрастает и по достижении предела прочности приводит к отрыву откольной пластины. Этот сценарий развития процесса выявлен в результате математического моделирования действия взрыва на железную пластину [79]. В случае хрупкого материала

развитию разрушения способствует концентрация напряжений в вершине магистральной трещины откола.

Таким образом, наиболее вероятным местом отрыва откольного элемента от преграды являются его края. Следовательно, затраты энергии на отделение откольного элемента пропорциональны длине его окружности, и, очевидно, его толщине в зоне отрыва. Так как единственным источником энергии является инерциальное движение отколовшегося слоя, то критерием отрыва является соотношение остаточной (после образования магистральной трещины) кинетической энергии откольного слоя, величина которой пропорциональна его площади, и работы отрыва, пропорциональной длине его окружности.

Схождение радиальной волны растяжения к оси симметрии сопровождается ее усилением, что может вызвать образование сквозного отверстия в центре откольного элемента. В случае существенно неодномерного исходного импульса нагрузки большой интенсивности возможно дробление откольного элемента независимо от вклада краевых эффектов вследствие наличия в нем радиального градиента скорости.

Основная сложность задачи определения работы отрыва откольного элемента заключается в необходимости измерения начального запаса энергии в слое материала, различные участки которого вследствии неоднородности импульса нагрузки движутся с различными скоростями. Нужно проводить большое количество трудоемких измерений скорости поверхности образца во многих точках вдоль его радиуса. Эта задача значительно упрощается, если организовать эксперименты таким образом, чтобы движение вещества в зоне измерений было практически одномерным до начала действия краевых эффектов. Такие условия реализуются путем ограничения зоны откола со стороны тыльной поверхности образца, нагружаемого импульсом одномерного сжатия.

На рис.5.38 приведена схема опытов [80] по изучению краевых эффектов откола. Опыты проведены с образцами титанового сплава ВТ5-1. Импульсы ударной нагрузки возбуждались в образцах плоскими ударниками большого диаметра. На тыльной поверхности образца устанавливалась массивная стальная ограничительная шайба. Внутренний диаметр шайбы задавал размер зоны откола в образце и варьировался в пределах $10-20$ мм. В некоторых опытах с помощью лазерного допплеровского измерителя скорости проводилась непрерывная регистрация скорости движения центральной части откольной пластины. В экспериментах определялся запас кинетической энергии в плоском откольном слое после образования магистральной трещины и критический диаметр отверстия в

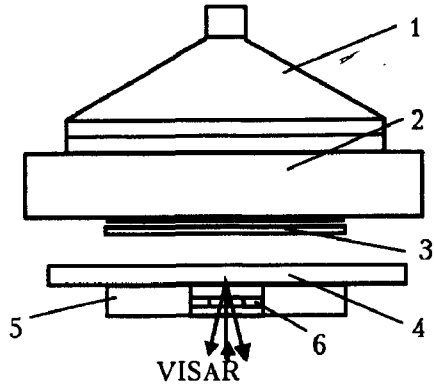


**Рис.5.38.** Схема экспериментов по изучению краевых эффектов при откole: 1 – плосковолновой взрывной генератор (взрывная линза); 2 – пластина – ослабитель; 3 – ударник; 4 – образец; 5 – ограничительная шайба; 6 – защитная шайба.

ограничительной шайбе, при котором происходит полный отрыв откольного элемента.

Величина удельной работы разрушения титанового сплава ВТ5-1 в этих опытах найдена равной $E_f = 2{,}5 \times 10^5$ Дж/м$^2$, остаточная кинетическая энергия откольного слоя без влияния краевых эффектов – $E_к = 5{,}7 \times 10^5$ Дж/м$^2$, его толщина – 1,91 мм. Критический диаметр отрыва откольного элемента найден равным $d = 17{,}5$ мм. При меньшем диаметре отрыв не происходит, следовательно работа отрыва откольного элемента в данных условиях составляет:

$$E_b = \pi d^2 E_k/4 = 136 \text{ Дж}.$$

Заметим, что полная работа внутреннего откольного разрушения в этом случае равна $E_f \pi d^2/4 = 60$ Дж, то есть значительно меньше работы отрыва краев откольного элемента. Для оценки работы отрыва осколка произвольных размеров следует пользоваться удельной величиной:

$$\overline{E}_b = E_b / \pi d\delta = 13 \times 10^5 \text{ Дж/м}^2.$$

Параметр $\overline{E}_b$ характеризует затраты энергии на разрыв вдоль единичной поверхности по краю откольного элемента и может использоваться для оценки возможности отрыва осколков в заданных условиях нагружения, а также их скорости после отрыва. В величину работы отрыва входят не только затраты энергии на образование поверхности разрушения, но и работа деформирования откольного элемента. Измерения показывают, что $E_b \gg E_f$, то есть возможность отрыва откольного элемента малых размеров определяется в основном

энергозатратами на его деформирование до разрушения. В условиях одномерной деформации на волновой стадии энергозатраты на деформирование материала при отколе невелики. Дальнейшее же развитие процесса сопровождается искривлением и утоньшением откольного элемента, в результате суммарный расход энергии оказывается значительным.

**5.7.3. Кинетические модели динамического разрушения.** Откольная прочность, работа разрушения и другие критерии откола применимы для сопоставления разных материалов и инженерных оценок их прочностного ресурса. Однако таких простых критериев зачастую недостаточно для прогнозирования действия взрыва, высокоскоростного удара, и других интенсивных импульсных воздействий. Для количественного анализа подобных явлений привлекаются методы компьютерного моделирования, где движение среды рассчитывается путем интегрирования фундаментальных уравнений сохранения, а свойства конкретных материалов описываются уравнениями состояния и набором определяющих соотношений. Поскольку фактор времени в этих условиях играет важную роль, для описания разрушений нужны кинетические определяющие соотношения. Известные соотношения такого рода имеют эмпирический или полуэмпирический характер и построены на основе общих представлений о механизме разрушения. Рассмотрим кратко эти механизмы и попытаемся выделить основные определяющие факторы разрушения.

Основные механизмы зарождения и развития разрушения твердых тел, по-видимому, едины в широком диапазоне скоростей приложения нагрузки. Теоретические оценки прочности совершенных материалов дают величины на $1-2$ порядка выше наблюдаемого в опытах сопротивления разрушению. Классическое решение проблемы несоответствия реальной и теоретической прочности дано Гриффитсом в 1920 г. [81, 82]. Им разработан энергетический критерий разрушения, который требует, чтобы работа, совершаемая приложенным напряжением $\sigma_G$ при увеличении длины трещины, была бы достаточной для покрытия соответствующего возрастания поверхностной энергии трещины и энергии упругой деформации. Для дискообразной трещины условие баланса имеет вид:

$$\sigma_G = \left( \frac{\pi E U_\gamma}{2\,(1-\gamma^2)\,r} \right)^{1/2},$$

где $r$ — радиус трещины, $U_\gamma$ — удельная поверхностная энергия. Обычно наблюдаемые значения прочности объясняются наличием в материале гриффитсовых трещин микронных размеров.

Фрактографический анализ поверхностей разрушения [83] показывает, что в основном они состоят из небольших «чашечек», возникающих в результате разрастания мелких смежных пустот до тех пор, пока материал между ними не подвергается локальному пластическому течению и разрыву. Распространение магистральной трещины в пластичных материалах происходит путем присоединения микропустот, возникающих в областях повышенных напряжений перед ее фронтом. При испытаниях на растяжение зарождение и рост микропор в объеме материала происходят непосредственно перед разрушением, когда действующее напряжение почти сравняется с истинным разрывным напряжением $S_k$ [84].

Важным следствием определяющей роли дефектов в сопротивлении материалов разрушению является статистический характер прочности. Присутствие в фиксированном объеме тела дефектов разной степени опасности носит случайный характер. Согласно статистическим теориям прочности [85] разрушение происходит, когда среднее напряжение достигает порога прочности в наиболее ослабленном сечении тела. Вероятность наличия в теле дефекта с пониженным сопротивлением разрушению возрастает с увеличением объема. Вследствие этого появляется зависимость средней прочности от размеров нагруженного тела, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В условиях откола статистический характер прочности проявляется не в зависимости разрушающих напряжений от размеров тела, а в количестве инициируемых очагов разрушения при различных уровнях напряжения. Для того, чтобы запасенная в теле энергия была передана растущей трещине, нужно время. Вследствие ограниченности скорости механических возмущений отдельные крупные дефекты практически не оказывают существенного влияния на сопротивлению откольному разрушению материала в целом.

В процессе откола магистральная трещина распространяется фактически по полуразрушенному материалу. Места зарождений микротрещин или пор обычно соответствуют положению различных неоднородностей в материале — границ зерен, хрупких включений, двойниковых прослоек, скоплений дислокаций [86 — 89]. В связи с этим значительное влияние на распределение разрушений оказывает текстура поликристаллического материала. Скопления примесей и границы зерен ориентированы преимущественно в направлении

технологической прокатки. Иными словами, хотя средняя концентрация дефектов не зависит от направления, области повышенной концентрации вытянуты в направлении текстуры. В областях повышенной концентрации дефектов расстояние между очагами разрушения оказывается наименьшим, поэтому и слияние несплошностей происходят, главным образом, в направлении текстуры.

Известно, что при скоростях деформирования меньше $\sim 10^3\ с^{-1}$ прочность твердого тела существенно зависит от температуры и уменьшается с ростом последней. Широко известна кинетическая (термофлуктуационная) концепция прочности, развиваемая в работах С.Н.Журкова и его последователей [90, 91], согласно которой разрушение трактуется как накопление разрывов межатомных связей за счет теплового движения атомов. Роль напряжений при таком подходе сводится к сообщению процессу диссоциации связей, обратимому в ненагруженном теле, односторонней направленности. Энергия тепловых флуктуаций расходуется на преодоление потенциальных барьеров, создаваемых соседними атомами. Экспериментальной основой термофлуктуационной концепции является совпадение во многих случаях энергии активации разрушения и теплоты сублимации.

Величина энергии активации разрушения определяется из зависимостей долговечности под нагрузкой от напряжения и температуры. Соответствующие эксперименты проведены с образцами разнообразных материалов при долговечностях $10^{-2} - 10^7$ с. Однако результаты измерений откольной прочности не согласуются с данными этих опытов ни по характеру зависимостей, ни по величинам разрушающих напряжений. Значения прочности, реализуемые при отколе, настолько велики, что по термофлуктуационной концепции долговечность материалов в этих условиях должна быть много меньше $10^{-13}$ с. С другой стороны, имеющиеся экспериментальные данные показывают, что влияние температуры при отколе значительно меньше, чем при квазистатических испытаниях. Вероятно, имеет место смена основных физических механизмов пластической деформации и разрушения при переходе от относительно низких нагрузок и соответствующих им больших долговечностей образцов к большим динамическим напряжениям, характерным для субмикросекундного диапазона долговечностей. Разумеется, можно говорить об относительно малом вкладе температурного фактора только до тех пор, пока в материале под влиянием температуры не происходят изменения структуры или агрегатного состояния.

Величина максимального растягивающего напряжения является, по-видимому, основным параметром состояния, определяющим предельные условия и скорость разрушения материала. Для описания разрушения существенно, что по мере роста несплошностей пороговые напряжения, необходимые для дальнейшего развития процесса, снижаются. Поэтому степень разрушения в том или ином ее выражении должна быть вторым определяющим параметром. Роль пластической деформации не вполне ясна и, если она велика, по-видимому, в первом приближении может выражаться в деформационном упрочнении материала. В результате деформационного упрочнения возрастает возможная анизотропия напряженного состояния тела в целом и материала в окрестности концентраторов напряжений, являющихся потенциальными очагами разрушения, и тем самым достигается пороговое напряжение разрушения. Роль температуры несомненно важна с точки зрения возможности структурных превращений и плавления, но в пределах одного фазового состояния ее вклад при высокоскоростной деформации, по-видимому, много меньше, чем в обычных условиях. Поскольку в экспериментах наблюдалось влияние ориентации нагрузки относительно текстуры материала на сопротивление откольному разрушению, ориентационный фактор, вообще говоря, также должен быть включен в рассмотрение, то есть достаточно полное описание разрушения должно иметь тензорный характер [92].

Способ описания динамических разрушений в расчетах должен быть достаточно физичным, чтобы обеспечить приемлемую точность и адекватность результатов в реальном диапазоне условий, и в тоже время должен быть достаточно простым, чтобы избежать необходимости определения чрезмерно большого количества параметров. К значительным упрощениям вынуждает прибегать сложность и многообразность микроскопических механизмов разрушения и незавершенность физических теорий прочности.

Работа над широкодиапазонным и исчерпывающим математическим описанием динамических разрушений ведется как путем построения более или менее упрощенных моделей явления, так и эмпирическим путем, основанным на углубленном анализе результатов измерений. При этом используется континуально-кинетический подход, согласно которому разрушение описывается посредством некоторых усредненных параметров как непрерывный процесс накопления повреждений. В качестве меры разрушения или поврежденности выбираются размеры или объем несплошностей, остаточная прочность материала или просто некоторые формальные параметры.

Процесс описывается макрокинетической зависимостью скорости разрушения от величины действующего напряжения и достигнутой степени разрушения. Обычно определяющие соотношения содержат несколько эмпирических констант материала, которые находятся путем сопоставления экспериментальных данных и результатов компьютерного моделирования экспериментов. Сравнительный анализ и подробную библиографию по моделям динамического разрушения можно найти в [92].

Первой и наиболее известной моделью такого рода является модель зарождения и роста NAG [93]. Модель NAG строилась на основе количественного анализа микроповреждений в различных сечениях образца при отколе. Рассматриваются два возможных режима разрушения: вязкий, когда в материале зарождаются и растут почти сферические поры, и хрупкий, характеризующийся образованием плоских дискообразных микротрещин. И в том, и в другом случае математическая модель включает выражения для скорости зарождения несплошностей и для скорости их роста под действием растягивающих напряжений. В случае вязкого разрушения скорость зарождения $\dot{N}$ пор выражается соотношением:

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp \frac{p_s - p_{n0}}{p_1} \text{ при } p_s > p_{n0},$$

где $p_s$ — растягивающее напряжение в сплошной компоненте, $p_{n0}$ имеет смысл порога зарождения пор, $\dot{N}_0$, $p_{n0}$, $p_1$ — константы материала. Дальнейшая эволюция пор определяется законом вязкого роста их радиуса $R$:

$$\dot{R} = \frac{p_s - p_{g0}}{4\eta} R,$$

где $p_{g0}$ — порог роста пор, $\eta$ — коэффициент вязкости. Это соотношение является упрощенным описанием роста сферических пузырьков или пор в вязкой среде в пренебрежении инерциальным сопротивлением окружающей среды. Показано [94], что закон вязкого роста удовлетворительно описывает эволюцию пузырьков малых размеров. С зарождением и ростом несплошностей связано увеличение их суммарного объема в единице массы материала, что является причиной релаксации напряжений.

В случае хрупкого разрушения дополнительно вводится их угловое положение. Зарождение и рост трещин определяются кинетическими функциями:

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp \frac{\sigma_{\varphi\psi} - \sigma_{n0}}{\sigma_1} \text{ и } \dot{R} = T\,(\sigma - \sigma_{g0})\,R,$$

где $\sigma_{\varphi\psi}$ — напряжение, перпендикулярное плоскости трещины с полярным углом ориентации $\varphi$ и азимутальным углом $\psi$, $\sigma_{n0}$ и $\sigma_{g0}$ — пороговые напряжения, $T$ — коэффициент роста. Общий объем трещин находится интегрированием выражений для скорости их зарождения и роста. Модель учитывает также взаимодействие трещин. Слияние несплошностей определяет размеры образующихся фрагментов.

Модель NAG и ее модификации содержат большое количество констант материала, для определения которых нужно проводить большой объем трудоемких металлографических исследований и модельных расчетов. Более простая модель роста сферических пор [95] основывается на предположении о существовании в материале сферических очагов разрушения и анализе динамики их роста. Мерой разрушения является пористость среды:

$$\alpha_V = (V_{\text{п}} + V_s)/V_s,$$

где $V_s(p)$ — удельный объем сплошной компоненты, $V_{\text{п}}$ — объем пор в 1 г вещества. Кинетика разрушения упруговязкопластической среды получена в виде:

$$\frac{\partial \alpha_V}{\partial t} = -\frac{(\alpha_{V0} - 1)^{2/3}}{\eta}\,\alpha_V(\alpha_V - 1)^{1/3}\left(\frac{p}{\alpha_V} - \frac{A_s}{\alpha_V}\ln\frac{\alpha_V}{\alpha_V - 1}\right),$$

где $\alpha_{V0}$, $\eta$, $A_s$ — константы материала, причем величина $A_s$ определяется его пределом текучести. Предполагается, что среда имеет начальную пористость $\alpha_{V0}$. Поры или другие очаги разрушения имеют одинаковые исходные размеры и начинают расти, когда нагрузка превысит предельную величину. По мере развития разрушения пороговое напряжение уменьшается.

Нужно сказать, что почти во всех случаях модели такого рода тестируются лишь в очень узком диапазоне длительностей воздействия. Имея набор экспериментальных данных об откольной прочности материалов в широком диапазоне скоростей деформирования и основываясь на результатах акустического анализа изложенных в разделе 5.5, можно попытаться построить широкодиапазонное эмпирическое определяющее макрокинетическое соотношение.

В качестве меры разрушения удобно использовать удельный объем несплошностей $V_{\text{п}}$, так как эта величина наиболее естественным образом вводится в уравнение состояния среды представлением общего удельного объема в виде суммы объема сплошной компоненты и объема несплошностей в 1 г вещества. Согласно результатам анализа, откольный импульс на профиле скорости формируется тогда, когда скорость разрушения более чем в четыре раза превышает скорость расширения вещества при разгрузке в падающем импульсе сжатия:

$$\dot{V}_{\text{п}} \geq -\frac{4\dot{p}_0}{\rho^2 c^2}.$$

Скорость разрушения является функцией растягивающего напряжения и достигнутой степени разрушения. По мере развития разрушения происходит релаксация напряжений, причем в предельных условиях формирования откольного импульса скорость релаксации равна по абсолютной величине скорости разгрузки в падающем импульсе. Другими словами, появление откольного импульса на профиле скорости свободной поверхности означает, что скорость разрушения настолько быстро возрастает по мере его развития, что этот рост компенсирует влияние релаксации растягивающих напряжений:

$$\frac{\partial \dot{V}_{\text{п}}}{\partial V_{\text{п}}} \geq -\frac{\rho c^2}{4}\frac{\partial V_{\text{п}}}{\partial p}.$$

Крутизна фронта откольного импульса определяется скоростью разрушения в последующие моменты времени. Предельная скорость разрушения, которая отвечает появлению откольного импульса, может быть достигнута по мере его развития во многих сечениях образца в разные моменты времени. Время задержки уменьшается с ростом растягивающих напряжений при распространении отраженной волны разрежения вглубь тела. На рис.5.39 показана линия предельных (в указанном смысле) состояний при отколе на диаграмме расстояние – время. Откольный импульс приходит на контролируемую свободную поверхность из точки на этой линии, где ее наклон совпадает с наклоном соответствующей характеристики, так что длительность $\Delta t_i$ первого импульса на профиле скорости свободной поверхности может превышать период $\Delta t_{sp}$ последующих колебаний скорости. Разность между этими временными интервалами воспринимается как задержка разрушения. Очевидно, развитие разрушения

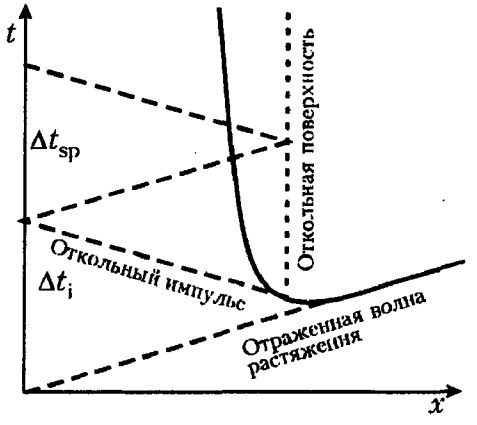


**Рис.5.39.** Условия формирования откольного импульса и период осцилляций скорости поверхности в случае, если скорость разрушения пропорциональна величине растягивающего напряжения и достигнутой степени разрушения.

по левую сторону от плоскости откола на самом деле подавляется волной сжатия, образующейся в результате релаксации напряжений в этой плоскости.

Результаты измерений откольной прочности описываются степенной функцией скорости расширения при разгрузке в падающем импульсе:

$$\sigma^* = \sigma_n \left(\frac{\dot{V}}{V_0}\right)^m,$$

где $V_0$ — удельный объем исходного материала. В соответствии с результатами обсуждаемого анализа, из этой зависимости следует, что скорость разрушения зависит от величины растягивающих напряжений как:

$$\dot{V}_п = 4V_0(\sigma/\sigma_п)^{1/m}.$$

В большинстве случаев профили скорости свободной поверхности не содержат измеримой задержки разрушения и участков заметной релаксации напряжений перед откольным импульсом. Следовательно, последнее соотношение описывает начальную, или близкую к начальной, скорость разрушения. Кроме того, крутизна фронта откольного импульса на экспериментальных профилях почти всегда примерно пропорциональна градиенту скорости в падающем импульсе. Это означает, что более быстрое начальное разрушение сопровождается пропорционально более быстрым разрушением на последующих стадиях процесса откола.

Для построения эмпирического определяющего соотношения могут быть также привлечены некоторые общие представления о механизме явления. Ясно, в частности, что скорость разрушения приближенно может быть представлена произведением концентрации очагов разрушения и средней скорости их роста. Реальные материалы содержат спектр разнообразных дефектов, способных инициировать разрушение. Более крупные дефекты активируются при сравнительно невысоких напряжениях, в то время как для инициирования разрушения на дефектах меньшего размера нужны более высокие напряжения. В соответствии с физическими моделями разрушения, которые обсуждались в этом разделе, последующий рост несплошностей может быть приближенно описан степенной функцией их объема с показателем меньше единицы и линейной функцией напряжения.

На основании этих простейших предположений макрокинетическое определяющее соотношение для расчета разрушения металлов искалось [96] в форме:

$$\frac{\dot{V}_{\text{п}}}{V_0} = \frac{\sigma}{\tau\sigma_{\text{п}}}\left(\frac{\sigma_{\max}}{\sigma_{\text{п}}}\right)^{\alpha-1}\left(\frac{V_{\text{п}}}{V_0}\right)^{\beta},$$

где $\sigma_{\max}$ — максимальное напряжение растяжения, которое имело место в данной точке тела и активировало рост очагов разрушения, константы $\sigma_{\text{п}}$ и $\alpha = 1/m$ взяты из эмпирической зависимости откольной прочности от скорости деформирования, а временной фактор $\tau$ и показатель $\beta$ должны подбираться сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. Оценки показывают, что кажущаяся задержка разрушения почти линейно пропорциональна величине $\beta$. С другой стороны, однако, при малых значения $\beta$ ускорение разрушения по мере его развития оказывается недостаточным, чтобы компенсировать релаксацию растягивающих напряжений, так что кажущаяся задержка разрушения, по-видимому, неизбежна при такой его кинетике.

На рис.5.40 результаты численного моделирования откольных явлений в алюминиевом сплаве АМг6М при $\sigma_{\text{п}} = 0{,}12$ ГПа, $\alpha = 5{,}65$, $\beta = 0{,}5$ и $\tau = 4{,}2 \cdot 10^{-2}$ сопоставляются с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. В расчетах упруго-пластические свойства сплава описывались моделью Мазинга с

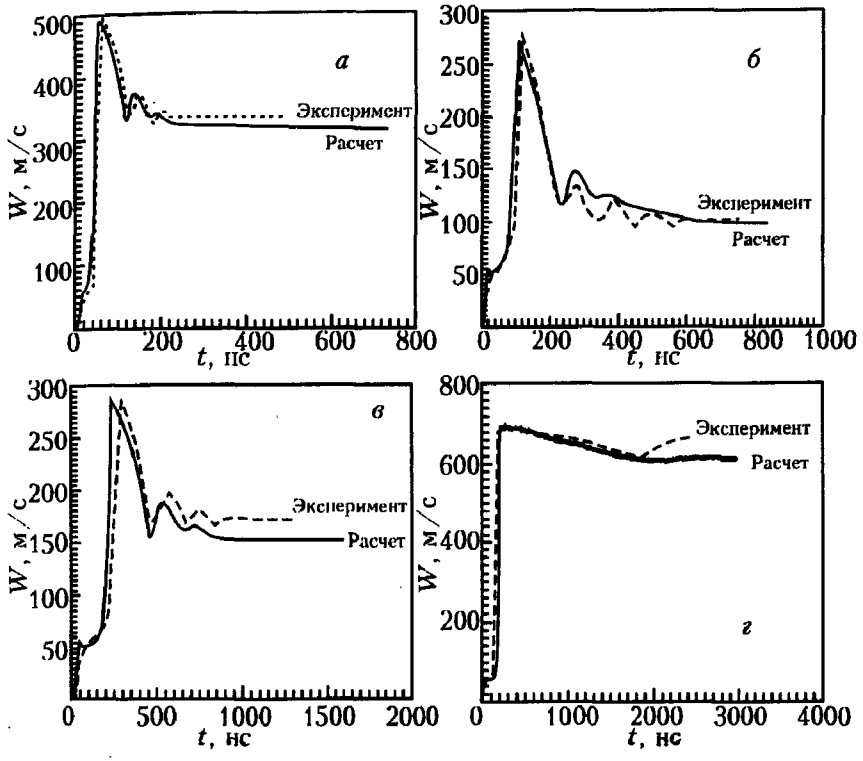


**Рис.5.40.** Результаты численного моделирования откольных явлений в алюминиевом сплаве АМг6М с использованием эмпирической кинетики разрушения.

числом подэлементов, равным 2. Учитывалось падение модулей упругости и пределов текучести по мере развития разрушения.

Из рисунка видно, что данное простое эмпирическое определяющее соотношение обеспечивает хорошее согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне длительностей ударно-волновой нагрузки. Отметим, что в расчетах формирование откольного импульса соответствовало степени пористости порядка 1% или меньше. Модель, разумеется, может быть усовершенствована с тем, в частности, чтобы уменьшить кажущуюся задержку разрушения. Однако всякое такое усовершенствование сопряжено с введением дополнительных параметров, для объективного определения которых нужна дополнительная информация.

# ГЛАВА 6

# ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Перестройка кристаллической структуры при сжатии материалов с низкой плотностью упаковки кристаллической решетки сопряжена с изменением сжимаемости вещества, что вносит определенный вклад в эволюцию волн сжатия и разрежения. Основные результаты исследований полиморфных превращений в ударных волнах обсуждаются в обзорах [1, 2]. Здесь мы рассмотрим наиболее характерные особенности структуры импульсов нагрузки в таких материалах.

Влияние полиморфных превращений с изменением объема на профили волн сжатия и разрежения поясняется на рис.6.1 в предположении малости девиаторных напряжений [3]. При давлениях $p > p_1$ исходная кристаллическая структура теряет устойчивость и

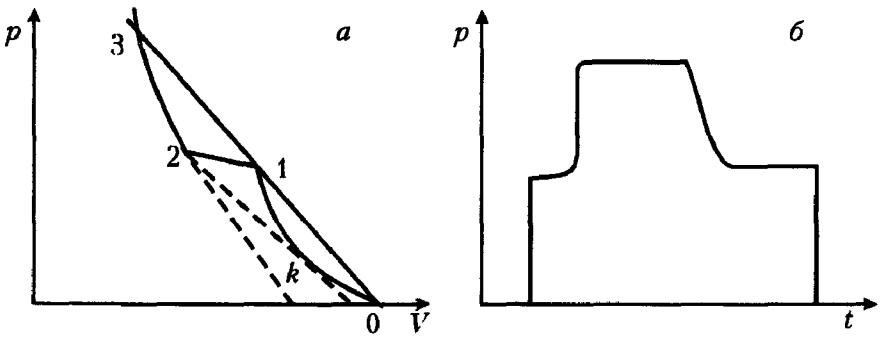


**Рис.6.1.** Расщепление ударной волны и образование ударной волны разрежения в веществе, претерпевающем обратимое превращение с изменением объема. *а* — ударная адиабата, *б* — профиль давления в импульсе ударного сжатия.

переходит в фазу высокого давления. Область 1—2 является областью смешанных фаз—ударная адиабата претерпевает изломы в точках 1, 2. Область 1—3 недоступна для однократных ударно-волновых переходов при сжатии из начального состояния 0. Ударные волны с амплитудами $p_1 < p_{max} < p_3$ расщепляются на две волны сжатия, причем скорость первой ударной волны $D_1 = V_0\sqrt{p_1/(V_0 - V)}$ больше лагранжевой скорости второй волны $D_2 = V_0\sqrt{(p - p_1)/(V_1 - V)}$. Качественно ситуация подобна случаю потере устойчивости ударной волны при упругопластическом переходе, однако для волн разрежения такого сходства уже нет.

При разгрузке сжатой фазы высокого давления изменение ее состояния до начала обратного превращения в точке 2 соответствует кривой сжимаемости этой фазы. Область давлений $p_K < p < p_2$ для волн разрежения является аномальной в том смысле, что скорость звука с уменьшением давления изменяется немонотонно и в точке К она выше, чем на участке 2—1. В результате при разгрузке образуется ударная волна разрежения, имеющая скорость:

$$D_p = V_0\sqrt{(p_2 - p_K)/(V_K - V_2)}.$$

Первым экспериментальным подтверждением существования ударных волн разрежения является обнаружение явления гладкого откола в железе при взаимодействии встречных волн разрежения [4].

Образование двухволновой конфигурации сжатия и ударной волны разрежения является наиболее наглядным и убедительным свидетельством обратимого полиморфного перехода в импульсе сжатия. В практическом отношении наибольший интерес представляют фазовые превращения в углероде и нитриде бора, в конструкционных сталях, а также в некоторых минералах.

### 6.1. Структура волн сжатия и разрежения в железе

Впервые полиморфное превращение при ударно-волновом сжатии твердого тела было зафиксировано по излому на ударной адиабате железа при давлении $p_1$ = 13 ГПа [5]. Этот факт был затем подтвержден экспериментами в статических условиях по скачку электросопротивления при 13,3 ГПа и комнатной температуре [6]. Первоначально фаза высокого давления отождествлялась с γ-фазой, имеющей гранецентрированную кубическую структуру, в которую железо переходит при нормальном давлении и температуре 910°С (исходная а-фаза железа имеет объемно-центрированную кубическую

структуру). Однако исследования микроструктуры образцов, подвергнутых ударному сжатию при различных температурах [7], дали основания для предположения, что фаза высокого давления при комнатной температуре отличается от высокотемпературной γ-фазы. Позднее рентгеноструктурные исследования в статических условиях показали, что низкотемпературная фаза высокого давления есть ε-фаза с гексагональной плотноупакованной структурой [8].

Расщепление ударной волны в железе было обнаружено в уникальных экспериментах с использованием нескольких десятков электроконтактных датчиков, установленных на различных расстояниях от поверхности образца [5]. Появление методов непрерывной регистрации волновых профилей во внутренних сечениях образцов резко упростило фиксацию фазовых переходов не только в ударных волнах, но и в волнах разрежения. На рис.6.2 приведены результаты регистрации манганиновыми датчиками профилей напряжения $\sigma_x(t)$ в армко-железе и высокопрочной конструкционной стали [9]. Нагружение образцов осуществлялось ударом алюминиевых пластин со скоростью 1–2 км/с. В случае достаточно большой амплитуды импульса сжатия наблюдается расщепление ударной волны в области перехода $\alpha \rightarrow \varepsilon$. Наглядно фиксируется также образование ударной волны разрежения при разгрузке, связанное с обратным переходом $\varepsilon \rightarrow \alpha$.

Волновые профили в железе и стали качественно подобны, но из рисунка видно, что деформация более прочной стали сопряжена с более высокими (чем в случае железа) девиаторными напряжениями во всем цикле ударного сжатия и разгрузки. По-видимому, повышенное сопротивление деформированию стали привело к увеличению

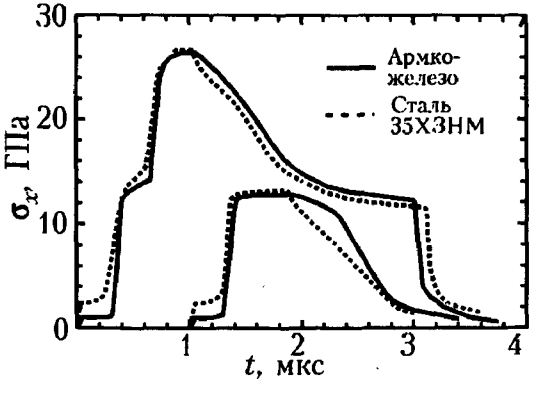


**Рис.6.2.** Профили импульсов ударного сжатия в армко-железе и в стали 35Х3НМ при давлениях ниже и выше начала превращения α–ε. Скорость удара 1,05 и 2,06 км/с.

гистерезиса в параметрах прямого и обратного полиморфных превращений. Очевидно, границы стабильности фаз определяются их плотностью или действующим давлением, но не максимальным напряжением.

Прямая регистрация волновых профилей дает значение напряжений за фронтом первой пластической волны сжатия и перед фронтом ударной волны разрежения в железе, соответствующих началу прямого и обратного переходов $\alpha \Leftrightarrow \varepsilon$, равные 12,6 – 14 и 12,3 ± 0,4 ГПа [10]. Следует отметить малую (по сравнению со статическими экспериментами [11]) величину гистерезиса давлений начала полиморфных превращений. Уменьшение гистерезиса можно объяснить переходом материала после ударного сжатия в вязкоупругое состояние. В результате внутренние напряжения, появляющиеся в матрице при образовании зародышей новой фазы, быстро релаксируют и не препятствуют развитию превращения. Наложение двух релаксационных процессов – полиморфного превращения и пластической деформации – затрудняет определение кинетики фазового перехода. Сопоставление с данными опытов при пониженных амплитудах нагрузки, а также с анализом динамики процесса по результатам регистрации профилей скорости свободной поверхности дает основание считать, что затянутый спад параметров перед ударной волной разрежения связан, главным образом, с вязкоупругим поведением материала.

Согласно интерферометрическим измерениям профилей массовой скорости в ударной волне [12], превращение, по-видимому, не завершается при давлении 15,7 ГПа и проходит полностью при давлении 17,3 ГПа. В квазистатических условиях [13] фаза низкого давления в железе не фиксируется рентгеноструктурным анализом при давлениях 16,5 ГПа и выше. Крутизна второй пластической волны, определяемая скоростью превращения, нарастает с увеличением давления ударного сжатия [12]. Согласно этим измерениям, скорость превращения возрастает примерно линейно от $\sim 3 \cdot 10^6 c^{-1}$ при давлении 17 ГПа до $\sim 22 \cdot 10^6\ c^{-1}$ при 30 ГПа. И в ударных волнах, и в условиях статического сжатия $\alpha \Leftrightarrow \varepsilon$ превращение железа происходит по мартенситному механизму. В сущности, при одномерном сжатии в ударной волне мартенситная перестройка кристаллической структуры является одним из механизмов пластической деформации в области превращения. При этом трудно сказать, что является первичным: высокая подвижность атомов решетки обеспечивает высокую скорость превращения или, наоборот, быстрая деформация в этой области возможна благодаря высокой скорости превращения.

На рис.6.3 приведены траектории изменения состояния железа при разгрузке [10], а также линия разгруженных состояний вблизи свободной поверхности, которая построена по результатам регистрации скорости поверхности образцов $W(t)$ [12]. Указано значение удельного объема ε-фазы при нулевом давлении [14]. Продольное напряжение за фронтом первой пластической волны сжатия по результатам измерений профилей $W(t)$ составило 12,9 ГПа, что близко к результатам измерений манганиновыми датчиками давления. В то же время обратный $\varepsilon \rightarrow \alpha$ переход по данным опытов с измерением $W(t)$ начинается при $\sigma_x = 9{,}8 \pm 0{,}4$ ГПа, что существенно отличается от результатов прямой регистрации волновых профилей внутри образцов. Отличие условий измерений параметров переходов по динамике взаимодействия волны сжатия со свободной поверхностью заключается в том, что получаемая информация относится к ближайшим к свободной поверхности слоям образца, подвергающимся более быстрой разгрузке, чем во внутренних сечениях. Взаимное расположение на рис.6.3 траекторий изменения состояния, построенных по серии волновых профилей $\sigma_x(t)$, и линий разгруженных состояний из [12] указывает на различие в величинах девиаторных напряжений в этих двух случаях, связанное с вязкостью среды. Вместе с тем, из рисунка видно, что параметры начала обратного перехода различаются не только по величине $\sigma_x$, но и по удельному объему, что связано с влиянием скорости превращения на определяемые параметры начала перехода $\varepsilon \rightarrow \alpha$.

При сравнимых скоростях деформирования отклонение траектории изменения состояния в волне разрежения от ударной адиабаты для фазы высокого давления существенно выше, чем для исходной

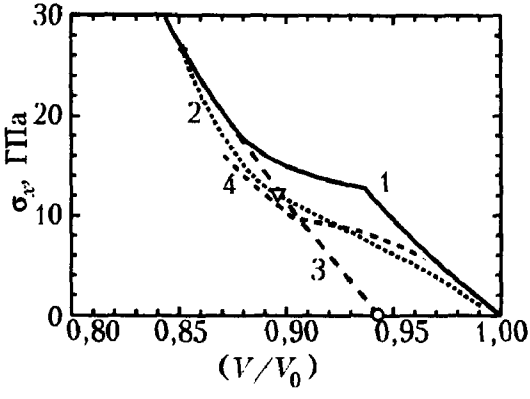


**Рис.6.3.** Траектории изменения состояния железа в волнах разгрузки: 1 – ударная адиабата; 2 – траектория изменения состояния в экспериментах со скоростью алюминиевого ударника 2,06 км/с; 3 – экстраполированная ударная адиабата фазы высокого давления; 4 – линия разгруженных состояний по данным регистрации скорости поверхности образцов.

фазы в опытах с низкоскоростным ударом. Заметим, что и остаточное упрочнение железа после ударно-волновой обработки резко повышается, если амплитуда ударной волны достаточна для полиморфного превращения [15, 16]. Упрочнение при полиморфном переходе вызывается измельчением внутренней структуры материала.

Влияние полиморфных превращений на динамику высокоскоростного удара компактного тела и взрывных воздействий на стальные преграды исследовалось также расчетным путем [17, 18]. Установлено, что полиморфизм материала преграды приводит к качественному изменению поля течений и, как следствие, оказывает существенное влияние на окончательное распределение разрушений.

### 6.2. Параметры перехода графита в алмаз при ударном сжатии

Полиморфные превращения веществ при ударном сжатии используются для получения сверхтвердых материалов — алмаза и алмазоподобной модификации нитрида бора с применением взрывной технологии [19]. Регистрация волновых профилей позволяет непосредственно определять условия перехода под действием ударного сжатия. Наиболее благоприятные условия для точного измерения параметров перехода реализуются при наблюдении двухволновой конфигурации. Однако это не всегда возможно. В частности, простые геометрические построения показывают, что область существования двухволновой конфигурации быстро сокращается с уменьшением исходной плотности образцов. По-видимому по этой причине в работе [20] не найдены закрытые участки на ударной адиабате графита: в области смешанных фаз ударная адиабата расположена выше прямой Михельсона, проходящей через точку начала полиморфного превращения.

Наблюдение двухволновой конфигурации в подобных веществах возможно методом ступенчатого сжатия [21] (рис.6.4). Вещество предварительно сжимается ударной волной до состояния, соответствующего точке B, несколько ниже излома ударной адиаботы. Для ударных волн, распространяющихся по сжатому веществу, часть ударной адиабаты выше точки A является областью потери устойчивости. Ударная волна с амплитудой $p_c$ распадается на две: в первой волне давление поднимается до граничной величины $p^*$, соответствующей началу превращения, во второй — до $p_c$ (малым отличием ударных адиабат двукратного и однократного сжатия при невысоких давлениях здесь пренебрегается).

На рис.6.5 приведена схема опытов с графитом, в которых реализована регистрация фазового перехода при ступенчатом сжатии

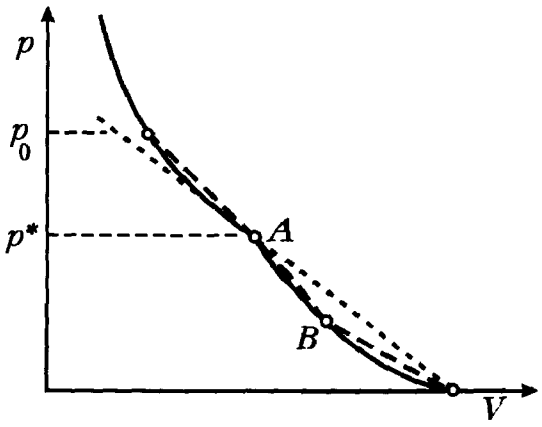


**Рис.6.4.** К пояснению опытов со ступенчатым ударным сжатием для регистрации двухволновой конфигурации при полиморфном превращении в графите. $p^*$ — давление начала превращения в плотную фазу; $p_0$ — конечное давление ударного сжатия.

[22]. В направлении, указанном стрелками, в образец 1 через алюминиевый экран 2 вводилась ударная волна первоначально прямоугольного профиля. Ступенчатое сжатие образца осуществлялось проходящей и, затем, отраженной от медной преграды 3 ударными волнами. Профили давления внутри или на поверхности образца регистрировались манганиновыми датчиками.

Регистрация двухволновой конфигурации при переходе графита в алмаз при ступенчатом сжатии осуществлялась при нормальной, пониженной и повышенной температурах образцов [22, 23]. Опыты проведены с образцами, изготовленными прессованием порошка природного графита. Типичные осциллограммы опытов приведены на рис.6.6. В экспериментах надежно фиксируется расщепление отраженной «догрузочной» волны сжатия. Давление за фронтом первой волны двухволновой конфигурации (отмечено стрелками) соответствует началу превращения в данных условиях. Измерения

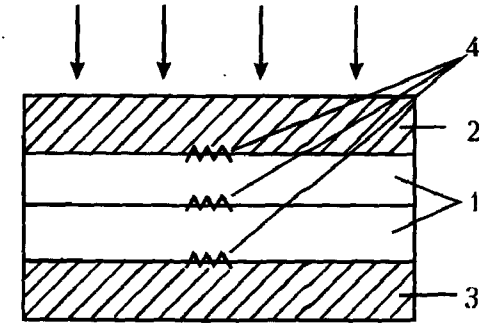


**Рис.6.5.** Схема опытов по ступенчатому ударному сжатию графита: 1 — пластины составного образца; 2 — алюминиевый экран; 3 — медная преграда; 4 — манганиновые датчики.

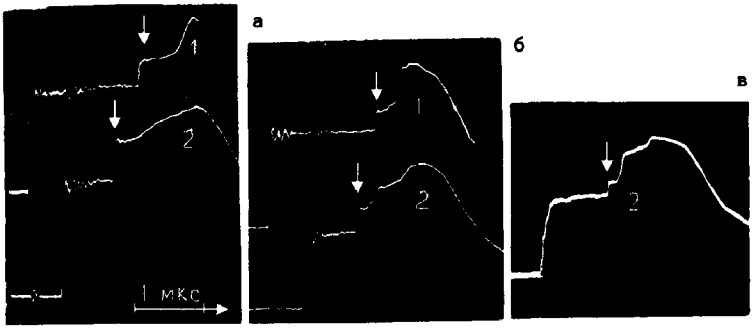


**Рис.6.6.** Осциллограммы опытов по регистрации ступенчатого сжатия графита при начальной температуре образцов – 196° С (*а*), 20° С (*б*), и 300° С (*в*). Цифрами указаны порядковые номера датчиков в направлении удара; стрелками отмечены моменты начала фазового перехода.

показали, что давление перехода графит → алмаз при начальной температуре – 196°С составляет 23,3 ± 1, при + 20°С – 19,6 ± 0,5 и при + 300°С – 17,5 ± 1 ГПа. Таким образом, измерения достаточно надежно демонстрируют падение давления превращения с ростом температуры.

Аналогичные эксперименты с нитридом бора [21] показали, что, независимо от начальной температуры образцов, давление превращения исходного вещества с гексагональной графитоподобной структурой в фазу высокого давления составляет 12 ± 0,2 ГПа.

Позднее регистрация двухволновых конфигураций при однократном ударном сжатии графита было осуществлено в [24, 25] индикаторным методом по эволюции яркости свечения ударной волны в толстом слое бромоформа за образцом, и в [26, 27] лазерным интерферометрическим методом. В работах [24, 25] исследования проведены на природном графите, который, кроме гексагональной, содержит до 35% ромбоэдрической модификации углерода. При этом давление начала превращения найдено равным 20,0 ± 0,5 ГПа, что совпадает с результатами измерений при ступенчатом ударном сжатии и нормальной начальной температурой образцов.

В работах [26, 27] обнаружена высокая чувствительность кинетики превращения к морфологии образцов. Исследовались образцы пиролитического графита различной степени разориентации. Пиролитический графит представляет собой квазимонокристаллическую форму вещества и имеет мозаичную структуру, такую, что ось с (нормаль к базовой плоскости гексагональной структуры) каждого кристаллита может произвольно отклоняться на несколько градусов

от средней нормали. В случае высокоориентированного графита (разориентация блоков по оси $c$ 0,8°) зафиксирована четкая двухволновая структура, соответствующая началу превращения в алмазную фазу при давлении 19,6 ± 0,7 ГПа. Время превращения оказалось меньше 10 нс при конечном давлении ударного сжатия 30 ГПа. В случае низкоориентированного графита (угол разориентации 3,5°) волновые профили скорости демонстрируют гораздо более медленное превращение, которое начинается при более высоком давлении, изменявшемся от опыта к опыту в пределах от 24 до 42 ГПа. Возможно, именно разориентация кристаллитов в образце при высокой локальности измерений являются причиной низкой воспроизводимости этих опытов. Плотность ударно-сжатого углерода при давлениях 25 – 50 ГПа оказалась на 5% ниже плотности алмаза при соответствующих давлениях и температурах, что рассматривается как свидетельство превращения в разупорядоченную или искаженную алмазоподобную форму.

Превращение графита в алмаз, который является диэлектриком, подтверждено измерениями электропроводности ударно-сжатых образцов [28], продемонстрировавшими резкий рост сопротивления при давлениях выше 22,5 ГПа.

Небезынтересно сопоставить результаты регистрации превращений графита в ударной волне и в статических условиях. В работе [29] наблюдалось резкое и обратимое увеличение прозрачности монокристаллов графита при давлении 18 ГПа. Измерения Рамановских спектров [30] показали, что графит переходит в новую форму при давлении выше 20 ГПа. Согласно [31], где проводились измерения рентгеновской дифракции, при давлении выше 18 ГПа и комнатной температуре графит превращается в гексагональный алмаз, и это превращение ускоряется при повышении температуры. Превращение, происшедшее при комнатной температуре, обратимо: алмаз переходит обратно в графит при разгрузке. Однако нагрев под давлением до температуры выше 800°C делает возможной закалку фазы высокого давления при возврате к нормальным условиям. Таким образом, давления начала превращения графита в квазистатических условиях и в ударных волнах, как и в случае железа, весьма близки.

### 6.3. Фазовый переход в титане

Поведение титана и титановых сплавов при ударно-волновом воздействии исследовалось в многочисленных работах. При давлении ударного сжатия ≈ 17,5 ГПа на ударной адиабате титана был

обнаружен излом [32], который интерпретировался как фазовый переход из α-фазы, имеющей плотноупакованную гексагональную решетку, в высокотемпературную β-фазу, имеющую кубическую объемно-центрированную решетку. Позднее полиморфный переход при ударном сжатии в условиях умеренных температур был идентифицирован как переход к более открытой гексагональной структуре (ω-фазе).

Превращение титана из α-фазы в ω-фазу наблюдалось как при статическом [33–35], так и при динамическом сжатии [36]. Однако, существует значительное расхождение в измеренных значениях величины давления начала α–ω превращения. Так, для статических условий нагружения эта величина изменяется в пределах от 2,0 до 7,5 ГПа. Причинами такого разброса могут быть разное время действия или негидростатичность приложенного давления, различная технология приготовления образцов и содержание в них различных примесей [37]. Исследования титановых образцов, сохраненных после ударно-волновой обработки при низких температурах показали присутствие в них некоторого количества ω-фазы начиная с давления в ударной волне 9 ГПа. Доля ω-фазы возрастает с увеличением давления ударного сжатия до 25 ГПа [36].

Так как α–ω переход в титане сопровождается очень незначительным уменьшением объема – около 1,2%, скорости распространения волн в фазе низкого давления и в области смешанных фаз различаются также незначительно. Регистрация двухволновой структуры на волновых профилях дает различные значения давления перехода – 11,7 [38] и 6,0 ГПа [39] для технического титанового сплава ВТ1-0 и 10,4 ГПа [40] для электролитического титана.

Более систематическое исследование превращения титана в ударной волне проведено в работе [41]. Образцы вырезались из титанового прутка, изготовленного методом электроннолучевой бестигельной зонной плавки [42]. На рис.6.7, 6.8 показаны профили скорости свободной поверхности образцов чистого титана, зарегистрированные с помощью лазерных измерителей скорости во взрывных экспериментах (рис.6.7) и при воздействии на образцы мощного импульсного ионного пучка. Во взрывных экспериментах вместо двухволновой структуры на волновых профилях регистрируется лишь уменьшение градиента скорости в волне сжатия. В экспериментах с ионным пучком и регистрацией волновых профилей с помощью лазерного измерителя скорости ORVIS, имеющего временное разрешение $\simeq$ 0,2 нс, формирование двухволновой структуры наблюдается более отчетливо (рис.6.8).

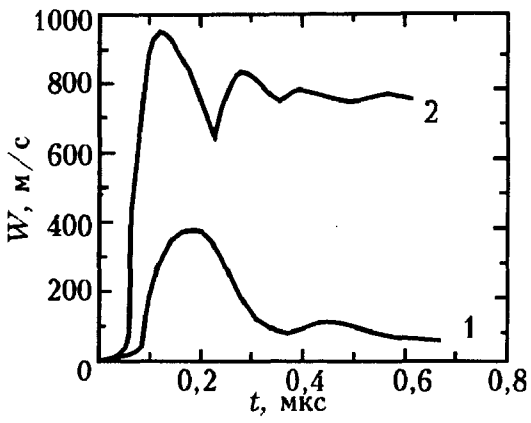


**Рис.6.7.** Профили скорости свободной поверхности образцов высокочистого титана, измеренные при нагружении алюминиевыми ударниками толщиной 0,4 мм со скоростью 700 м/с (1) и 1250 м/с (2).

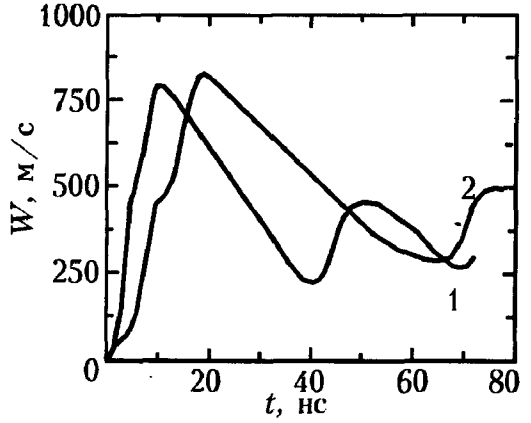


**Рис.6.8.** Профили скорости свободной поверхности образцов высокочистого титана, полученные при воздействии на образцы толщиной 0,48 мм (1) и 0,78 мм (2) импульсным ионным пучком.

На рис.6.9 показаны профили скорости свободной поверхности как функция относительного (деленного на толщину образца) времени. В случае формирования стационарной волны крутизна фронта волны сжатия должна возрастать в этих координатах по мере увеличения расстояния, пройденного волной. Это действительно наблюдается на начальной стадии или для первой пластической волны. Однако, последующий скачок скорости, который можно идентифицировать как вторую пластическую волну с фазовым переходом, ведет себя как автомодельно распространяющаяся волна сжатия. Это значит, что время перехода больше, чем наибольшее время нарастания параметров во фронте второй волны, т.е. фазовый переход относительно медленный. С другой стороны, в отличие от результатов, полученных в [39], при фиксированной амплитуде волны

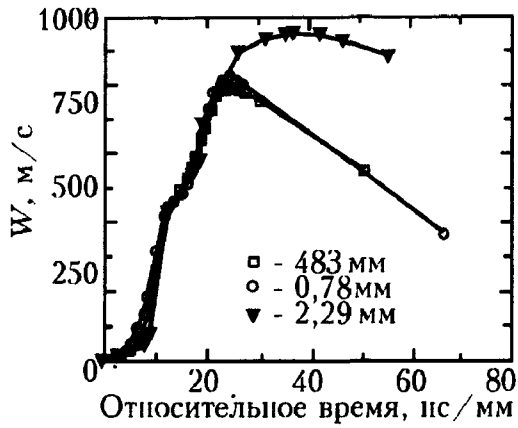


**Рис.6.9.** Сопоставление структуры волны сжатия в титане на различных расстояниях от поверхности соударения.

сжатия значение скорости в точке перегиба практически не изменяется с расстоянием. Этот факт можно интерпретировать как результат достаточно высокой начальной скорости фазового превращения.

Давление начала фазового перехода в титане высокой чистоты, рассчитанное по амплитуде первой волны сжатия с использованием ударной адиабаты титана в виде [43], составляет 5,1 ГПа при максимальном давлении 10,5 ГПа. Волна сжатия интенсивностью 4,3 ГПа также содержит точку перегиба в окрестности 200 м/с, что соответствует давлению 2,25 ГПа. Надо сказать, что и полученные ранее величины давления фазового перехода коррелируют с изменением интенсивности ударной волны. Так в [39] для технического титана диапазон давлений фазового превращения составляет от 5,7 до 9,7 ГПа при максимальных давлениях от 16 до 24 ГПа соответственно.

При малом декременте объема и начале превращения в районе 2–2,5 ГПа область существования двухволновой конфигурации в титане, согласно оценкам, должна быть ограничена давлением ~ 10 ГПа. Так как никакого затухания первой пластической волны при давлении ударного сжатия 10,4 ГПа в описанных опытах не наблюдалось, немонотонное изменение крутизны следует трактовать с точки зрения формирования одной стационарной ударной волны с фазовым переходом. При этом точка перегиба должна совпадать с точкой пересечения линии Релея и ударной адиабаты метастабильной фазы низкого давления, а структура волны выше этой точки определяется кинетикой фазового превращения. Это предположение объясняет расхождение результатов измерений давления превращения титана в ударных волнах.

Необходимо отметить, что в соответствии с [35, 44], $\alpha-\omega$ превращение, будучи мартенситным, облегчается действием сил сдвига. В условиях статического сжатия сдвиговые деформации уменьшают гистерезис, так что как прямое, так и обратное превращения происходят практически при одном и том же давлении $\simeq$ 2 ГПа [35]. Одномерное ударное сжатие сопровождается высокими сдвиговыми напряжениями. По-видимому, медленный фазовый переход вызывает появление точки перегиба на уровне 2,25 ГПа в случае слабой волны сжатия, и это давление, близкое к точке превращения при наличии сдвига в статических условиях, соответствует началу фазового перехода при ударном сжатии. Вероятно вследствие сдвигов при разгрузке происходит обратное превращение и поэтому $\omega$-фаза не наблюдалась в сохраненных образцах.

# Глава 7

# ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ СЖАТИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Помимо традиционных способов создания высоких плотностей энергии, в научных исследованиях, в новых технологиях, медицине и других областях все более широко применяются мощные импульсы лазерного и корпускулярного излучения. Если энерговыделение происходит достаточно быстро, то плотность поглощающей среды не успевает измениться в соответствии с ростом температуры, поэтому давление в ней возрастает. В результате быстрого энерговыделения в облучаемой мишени формируются волны сжатия, что в значительной мере определяет результат воздействия. В связи с этим возникает проблема описания явления с тем, чтобы, с одной стороны, понимать, прогнозировать и регулировать результаты взаимодействия мощных импульсов излучения с веществом, и, с другой стороны, получить возможность использования современных методов физики ударных волн для диагностики самого воздействующего излучения.

Разумеется, полный расчет взаимодействия мощного излучения с веществом достаточно сложен в силу того, что необходимо рассматривать весьма сложную физику явления. Такие расчеты, включающие описание поглощения излучения, процессы теплопереноса и гидродинамического движения среды делаются численными методами для оптимизации мишеней лазерного [1] и ионного [2] термоядерного синтеза, решения задач ионной имплантации и создания новых материалов [3], прогнозирования параметров волн, генерируемых в мишенях [4–6]. Вместе с тем, в ряде случаев желательно иметь простую модель, которая должна прояснять основные закономерности динамики мишени в зависимости от параметров излучения и свойств поглощающей среды.

В качестве примеров исследований в этом направлении можно привести работы [7, 8], где оцениваются параметры плазмы, возникающей в результате испарения мишени при нагреве мощным ионным пучком. Анализ плазменной короны в этих работах проведен для стационарной стадии процесса; при этом подробно исследовано течение в окрестности точки, где скорость потока переходит через скорость звука. Авторы [9, 10], также предполагая стационарность течения плазмы, основное внимание уделили расчету ускорения тонкой мишени абляционным давлением на поздних стадиях, когда можно не рассматривать циркуляцию волн сжатия и разрежения. Для случая действия лазерного излучения аналогичный подход использован в работах [11, 12]. Значительно меньшее внимание уделено анализу начальной стадии взаимодействия излучения с веществом, когда процесс носит существенно волновой характер.

При умеренных энерговыделениях, когда испарение мишени несущественно, для понимания основных закономерностей волнообразования и приближенных оценок во многих случаях вполне достаточным может быть акустическое приближение, которое представлено в следующих разделах. В рамках этого упрощенного описания мы не будем рассматривать физику взаимодействия излучения с веществом. Нагрев вещества излучением будем описывать некоторой функцией энерговыделения, приближенно соответствующей поглощению либо оптического излучения, либо потока ионов.

## 7.1. Волновое течение в поглощающем слое вещества под действием лазерного излучения

Пусть поток лазерного излучения падает на поверхность полупространства и полностью поглощается в веществе. В пренебрежении теплопроводностью реакция мишени описывается системой уравнений механики сплошных сред, которая в переменных Лагранжа имеет вид:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial u}{\partial h}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial h}, \tag{7.1}$$

$$p = \rho^2 c^2 (1/\rho_0 - V) + \rho_0 \Gamma E(t, h),$$

где $h$ и $t$ — лагранжевы координата и время; $p$ и $u$ — давление и массовая скорость, $V$ — удельный объем, $\rho$ и $c$ — начальные плотность и скорость звука, $\Gamma$ — коэффициент Грюнайзена. Рассматривается акустическое приближение, поэтому используется линейное уравнение состояния. Предполагается, что удельная внутренняя энергия

$E$ является функцией координат и времени, заданной интенсивностью и длительностью импульса поглощаемого излучения, а ее изменения в волнах сжатия и разрежения несущественны. Поэтому в систему уравнений (7.1) не включен закон сохранения энергии.

Граничные и начальные условия запишем следующим образом:

$$u(0, h) = 0, \quad p(0, h) = 0, \quad p(t, 0) = 0, \quad p(t, \infty) = 0. \tag{7.2}$$

Представим зависимость мощности поглощенной энергии от времени и координат в виде:

$$W(t, h) = \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{I(t)}{\rho_0} \alpha e^{-\alpha h}, \tag{7.3}$$

где $\alpha$ — коэффициент поглощения лазерного излучения в веществе, $I(t)$ — плотность потока лазерного излучения на поверхности полупространства, измеряемая обычно в Вт/см$^2$.

Для нахождения решения исключим из системы (7.1) удельный объем и применим преобразование Лапласа по времени. Учитывая начальные условия, получим следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \rho_0 c^2 \frac{d\hat{u}}{dh} + s\hat{p} &= \rho_0 \Gamma \cdot \hat{W}, \\ \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\hat{p}}{dh} + s\hat{u} &= 0. \end{aligned} \tag{7.4}$$

Здесь $s$ — параметр преобразования Лапласа, $\hat{u}$, $\hat{p}$ и $\hat{W}$ — образы Лапласа массовой скорости, давления и мощности поглощенной энергии.

Решение системы (7.4), удовлетворяющее граничным условиям, имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{u} &= \frac{\Gamma \hat{I} \alpha^2}{\rho_0 (s^2 - \alpha^2 c^2)} \cdot \left(e^{-\alpha h} - \frac{s}{\alpha c} \cdot e^{-sh/c}\right), \\ \hat{p} &= \frac{\Gamma \hat{I} \alpha s}{s^2 - \alpha^2 c^2} \cdot \left(e^{-\alpha h} - e^{-sh/c}\right), \end{aligned} \tag{7.5}$$

где $\hat{I}$ — образ Лапласа плотности потока излучения.

Применяя к (7.5) обратное преобразование Лапласа, найдем распределения давления и массовой скорости в мишени:

$$u(t, h) = \frac{\Gamma\alpha}{\rho_0 c} \cdot \left[ e^{-\alpha h} \int_0^t I(\chi) \cdot sh(\alpha c(t - \chi))\, d\chi - \right.$$

$$\left. - \int_0^{t - h/c} I(\chi) \cdot ch(\alpha c(t - h/c - \chi)\, d\chi \right], \qquad (7.6)$$

$$p(t, h) = \Gamma\alpha \cdot \left[ e^{-\alpha h} \int_0^t I(\chi) \cdot ch(\alpha c(t - \chi))\, d\chi - \right.$$

$$\left. - \int_0^{t - h/c} I(\chi) \cdot ch(\alpha c(t - h/c - \chi)\, d\chi \right]. \qquad (7.7)$$

Из полученного решения следует, что при $t < h/c$ второе слагаемое в (7.7) равно нулю, поэтому в эти моменты времени в сечении $h$ возникают только положительные давления. При $t - h/c > \tau$, где $\tau$ — время действия лазерного излучения, пределы интегрирования в обоих слагаемых в (7.7) совпадают и равны $\tau$. Поэтому (7.7) преобразуется к виду:

$$p(t, h) = -\Gamma\alpha \cdot sh(\alpha h) \cdot e^{-\alpha c t} \int_0^{\tau} I(\chi) \cdot e^{\alpha c \chi}\, d\chi.$$

Отсюда следует, что на поздних стадиях в сечении $h$ реализуются только растягивающие напряжения. Разумеется, этот вывод справедлив только в том случае, если облучаемая среда везде остается в конденсированной фазе. Переход от сжимающих напряжений к растягивающим происходит в интервале $h/c \le t \le h/c + \tau$. Характерные области течения в плоскости $t - h$ показаны на рис.7.1.

Проанализируем подробнее полученное решение в предположении, что плотность потока лазерного излучения постоянна в время действия импульса:

$$I(t) = I_0 \cdot \Theta(\tau - t), \qquad (7.8)$$

где $\Theta(\chi)$ — единичная функция Хевисайда. Решение (7.6), (7.7) имеет при этом простой вид:

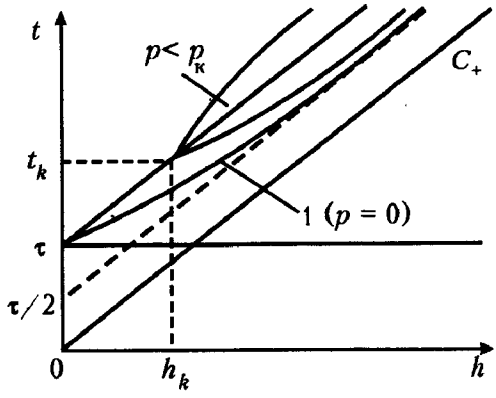


**Рис.7.1.** Характерные области течения при образовании знакопеременного механического импульса в результате взаимодействия лазерного импульса с полупрозрачной конденсированной мишенью.

$$u(t,\ h) = \frac{\Gamma I_0}{\rho_0 c^2} \cdot \left[ e^{-\alpha h} \cdot \left( ch\ (\alpha c t) - 1 - (ch\ (\alpha c\ (t - \tau)) - 1) \cdot \Theta\ (t - \tau) \right) - \right.$$

$$\left. - sh\left(\alpha c \left(t - \frac{h}{c}\right)\right) \cdot \Theta\left(t - \frac{h}{c}\right) + sh\left(\alpha c \left(t - \tau - \frac{h}{c}\right)\right) \cdot \Theta\left(t - \tau - \frac{h}{c}\right) \right] \tag{7.9}$$

$$p(t,\ h) = \frac{\Gamma I_0}{c} \cdot \left[ e^{-\alpha h} \cdot \left( sh\ (\alpha c t) - sh\ (\alpha c\ (t - \tau)) \cdot \Theta\ (t - \tau) \right) - \right.$$

$$\left. - sh\left(\alpha c \left(t - \frac{h}{c}\right)\right) \cdot \Theta\left(t - \frac{h}{c}\right) + sh\left(\alpha c \left(t - \tau - \frac{h}{c}\right)\right) \cdot \Theta\left(t - \tau - \frac{h}{c}\right) \right] \tag{7.10}$$

Из него следует, что во время действия излучения формируется импульс сжатия, распространяющийся вглубь материала. Растягивающие напряжения возникают лишь при $t > \tau$. Кривая 1 на рис.7.1, отделяющая область положительных давлений от отрицательных, описывается уравнением:

$$t = \tau + \frac{1}{2\alpha c} \cdot \ln\left[1 + e^{-\alpha c t} \cdot \left(e^{2\alpha h} - 1\right)\right]$$

и имеет асимптоту $t = h/c + \tau/2$.

Максимальные положительные давления достигаются на $C_+$-характеристике $t = h/c$, т.е. максимум движется вправо со скоростью звука $c$ и изменяется с координатой $h$ по закону:

$$\begin{cases} p_{\max} = \dfrac{\Gamma I_0}{2c} \cdot \left(1 - e^{-2\alpha h}\right) & \text{при } t \le \tau \\ p_{\max} = \dfrac{\Gamma I_0}{2c} \cdot \left(1 - e^{-2\alpha c\tau}\right) \cdot \left(1 - e^{-2\alpha h + \alpha c\tau}\right) & \text{при } t > \tau . \end{cases} \qquad (7.11)$$

Видно, что давление в максимуме импульса сжатия сначала возрастает от нуля до значения $p_m = \Gamma I_0(1 - e^{-2\alpha c\tau})/(2c)$ в точке $h = c\tau$, а затем начинает уменьшаться, стремясь к постоянной величине $p_\infty = \Gamma I_0 \left(1 - e^{-\alpha c\tau}\right)/(2c)$.

Максимальные растягивающие напряжения реализуются на $C_+$-характеристике $t = \tau + h/c$. Их амплитуда монотонно возрастает по закону:

$$p_{\min} = -\, p_\infty \cdot \left(1 - e^{-2\alpha h}\right), \qquad (7.12)$$

экспоненциально приближаясь к $-\,p_\infty$.

На рис.7.2 показано распределение давления по координате в различные моменты времени. Штрихпунктирными линиями обозначены огибающие максимумов и минимумов давления.

Исследуем зависимость амплитуды импульсов сжатия и растяжения от длительности воздействия излучения $\tau$.

1. $\boldsymbol{I_0 = \text{const}}$. Пусть $\tau \to 0$. Тогда в сечении $h = c\tau$ $p_{\max} = \alpha\tau\Gamma I_0$. Т.е. положение максимума давления смещается к облучаемой

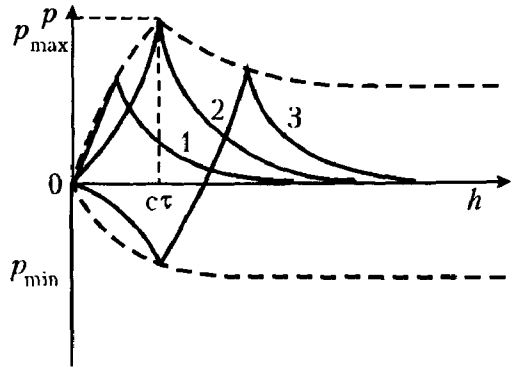


**Рис.7.2.** Эволюция механического импульса, генерируемого лазерным импульсом в полупрозрачной мишени. Распределения давления по координате соответствуют последовательным моментам времени $t_1 < t_2 < t_3$.

поверхности и его амплитуда линейно уменьшается с сокращением длительности импульса. При движении вглубь материала амплитуда импульса сжатия уменьшается вдвое по сравнению со своим максимальным значением. Приближение малых $\tau$ справедливо при $\alpha c\tau < 1$. Если же $\alpha c\tau > 1$, то амплитуда давления, как это видно из (7.11), практически не зависит от $\tau$ и равна своему максимальному значению $\Gamma I_0/(2c)$ при $h > c\tau$. Это означает, что увеличение времени воздействия излучения на вещество существенно влияет на амплитуду волн сжатия ($p_{max} \sim \tau$) до тех пор, пока $\tau$ не достигнет критического значения $1/\alpha c$. Дальнейшее увеличение длительности импульса практически не приводит к заметному увеличению амплитуды волн. Аналогичный вывод следует и для растягивающих напряжений.

2. $\boldsymbol{I_0 \cdot \tau = Q = \text{const}}$. В этом случае при изменении длительности действия излучения поверхностная плотность поглощенной энергии $Q$ остается постоянной. При $\tau \to 0$ максимум давления смещается к облучаемой поверхности и увеличивается по амплитуде, стремясь к $\alpha\Gamma Q$. По мере распространения вглубь материала, амплитуда уменьшается в два раза по сравнению со своим максимальным значением. Увеличение времени излучения приводит к уменьшению $p_{max}$. В отличие от предыдущей ситуации, изменение длительности излучения слабо влияет на амплитуду волн сжатия и растяжения при $\alpha c\tau < 1$ ($p_{max} \sim 1 - \alpha c\tau/2$). Увеличение $\tau$ приводит к уменьшению амплитуды: $p_{max} \sim 1/\tau$.

В рассмотренной модели не учитывалось разрушение среды, даже если растягивающие напряжения превышали порог разрушения $-p_k$. Между тем, закономерности разрушения полупрозрачных материалов лазерными импульсами интересны с практической точки зрения. Это, в частности, важно знать для определения оптимальных параметров импульсных лазеров, применяемых в хирургии и новых технологиях. Некоторые результаты в этом отношении можно получить непосредственно из найденного решения. Поскольку максимальные растягивающие напряжения достигаются на $C_+$-характеристике $t = \tau + h/c$, то подставляя в (7.12) $p_{min} = -p_k$, найдем значение координаты $h_k$, в которой начинается разрушение материала:

$$h_k = -\frac{1}{2\alpha} \cdot \ln(1 - p_k/p_\infty). \qquad (7.13)$$

Необычность динамического разрушения в этих условиях заключается в том, что откол происходит со стороны лицевой поверхности, а образовавшаяся откольная пластина движется навстречу источнику воздействия. При постоянной мощности излучения, уменьшение $\tau$ приводит к возрастанию толщины откольной пластины до бесконечности по мере приближения длительности импульса к значению $\tau_{min}$, при котором максимальные растягивающие напряжения $-p_\infty$ равны $-p_k$:

$$\tau_{min} = -\frac{1}{\alpha c} \cdot \ln (1 - 2cp_k/\Gamma I_0). \qquad (7.14)$$

При $\tau < \tau_{min}$ мишень не разрушается. Увеличение длительности импульса приводит к смещению начала разрушения к облучаемой поверхности и при $\tau \to \infty$ толщина откольной пластины стремится к минимальному значению равному $c\tau_{min}/2$.

Если зафиксирована поверхностная плотность энергии излучения $Q$, то, наоборот, откольная пластина имеет минимальную толщину, равную:

$$h_k = -\frac{1}{2\alpha} \cdot \ln (1 - 2p_k/\alpha\Gamma Q)$$

при $\tau \to 0$. Отсюда, в частности, следует, что разрушение мишени происходит лишь тогда, когда энергия лазерного излучения превышает пороговое значение $Q_{min} = 2p_k/\alpha\Gamma$. Увеличении $\tau$, приводит к росту толщины откольной пластины до бесконечности при стремлении $\tau$ к $\tau_{max}$, определяемого из равенства: $p_\infty = p_k$. Если $Q \gg Q_{min}$, то:

$$\tau_{max} = \frac{1}{\alpha c} \cdot \frac{Q}{Q_{min}}. \qquad (7.15)$$

На рис.7.1 показана область, в которой амплитуда растягивающих напряжений превышает $p_k$. При $h \to \infty$ нижняя граница области асимптотически приближается к прямой:

$$t = \frac{\tau}{2} + \frac{h}{c} + \frac{1}{\alpha c} \cdot \ln \left(\sqrt{a^2 + 1} + a\right),$$

$$a = \frac{cp_k}{\Gamma I_0} \cdot e^{\alpha c\tau/2}.$$

Необходимо, однако, отметить, что положение этих границ, особенно верхней, в реальной ситуации зависит от кинетики разрушения материала.

Достижение растягивающими напряжениями порога разрушения еще не означает, что под действием лазерного излучения произойдет отделение откольной пластины от мишени. Согласно энергетическому критерию, запас энергии в откалывающейся пластине должен быть достаточным для осуществления работы разрушения. Для подсчета запаса кинетической энергии рассмотрим поле скоростей в мишени, определяемое решением (7.9). В частности, скорость облучаемой поверхности равна:

$$u(t,\,0) = -\frac{\Gamma I_0}{\rho_0 c^2}\cdot\left[1 - e^{-\alpha c t} - \left(1 - e^{-\alpha c(t-\tau)}\right)\cdot\Theta\,(t-\tau)\right]. \quad (7.16)$$

Вначале поверхность ускоряется навстречу излучению пока ее скорость не достигнет максимального значения при $t = \tau$, после чего скорость поверхности экспоненциально уменьшается.

Распределение скорости в откольной пластине в момент достижения растягивающими напряжениями критического значения – $p_k$ имеет вид:

$$u\left(\tau + \frac{h_k}{c},\, h\right) = -\frac{\Gamma I_0}{\rho_0 c^2}\cdot\left(1 - e^{-\alpha c\tau}\right)\cdot\exp\left(-\alpha h_k\right)\cdot ch(\alpha h). \quad (7.17)$$

Поэтому кинетическая энергия, запасенная в откольной пластине диаметром $d$ равна:

$$T = T_{\min}\cdot\left[2 - \frac{p_k}{p_\infty} - 2\left(\frac{p_\infty}{p_k} - 1\right)\cdot\ln\left(1 - \frac{p_k}{p_\infty}\right)\right], \quad (7.18)$$

где $T_{\min} = \dfrac{\pi d^2}{16}\cdot\dfrac{p_k p_\infty}{\alpha\rho_0 c^2}$.

На практике наиболее просто регулировать поверхностную плотность мощности лазерного излучения путем фокусирования его в пятно различного диаметра, который считаем совпадающим с диаметром откольной пластины. При этом, очевидно, величина $T_{\min}$ остается постоянной, а выражение в квадратных скобках уменьшается от 4 до 1 при увеличении диаметра от нуля до максимально возможного значения $d_k$, определяемого из условия $p_\infty = p_k$. Причем только при

$d > d_k/2$ величина этой скобки начинает отличаться от 4 более чем на 10% . Следовательно, увеличение мощности излучения за счет уменьшения размера фокального пятна не приводит к заметному увеличению кинетической энергии откольной пластины, если ее диаметр в несколько раз превышает критический.

Несмотря на простоту рассмотренной модели, она не только качественно, но, в ряде случаев, и количественно пригодна для описания термоупругих напряжений, возникающих в материалах, частично прозрачных для лазерного излучения. Подробнее эти вопросы рассматриваются в работах [13–16]. Отметим лишь, что при использовании полученных соотношений необходимо учитывать область их применимости: во-первых, концентрация энергии лазерного излучения должна быть меньше теплоты испарения материала мишени и, во-вторых, охлаждение поглощающего слоя за счет теплопроводности мало за время действия импульса. Последнее условие можно представить в виде: $\tau \ll 1/æ\, a^2$, где $æ$ – коэффициент температуропроводности.

## 7.2. Формирование импульсов сжатия в конденсированных мишенях при воздействии высокоэнергетических ионных пучков

Основной особенностью течения, возникающего в мишени при воздействии ионного пучка является конечная глубина зоны прогрева $\delta$, зависящая как от свойств материала мишени, так и от энергии ионов. Поэтому вместо граничного условия для давления на бесконечности, использовавшегося для лазерного излучения (7.2), поставим граничное условие при $h = \delta$, отражающее условие непрерывности $J_-$ – инварианта Римана:

$$p(t, \delta) = \rho_0 c \cdot u(t, \delta). \tag{7.19}$$

Предполагаем, что зависимость мощности поглощенной энергии от времени и координат можно представить в виде:

$$W(t, h) = \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{I(t)}{\rho_0 \delta_*} \cdot f(h), \tag{7.20}$$

где $I(t)$ – плотность потока излучения на поверхности мишени, $f(h)$ – безразмерная функция, характеризующая распределение тепловой энергии в зоне поглощения. Для удобства введен эффективный размер этой зоны, определяемый по формуле:

$$\delta_* = \int_0^{\delta} f(h)\,dh. \tag{7.21}$$

Задача в такой постановке решается аналогично задаче о поглощении лазерного излучения. Для образов Лапласа массовой скорости и давления находим:

$$\hat{u} = \frac{\Gamma \hat{I}}{\rho_0 c^2 \delta_*} \cdot \left[ \int_0^h f(\chi) \cdot ch \frac{s(\chi - h)}{c}\,d\chi - ch \frac{sh}{c} \cdot \int_0^{\delta} f(\chi) \cdot e^{-s\chi/c}\,d\chi \right], \tag{7.22}$$

$$\hat{p} = \frac{\Gamma \hat{I}}{c\delta_*} \cdot \left[ \int_0^h f(\chi) \cdot sh \frac{s(\chi - h)}{c}\,d\chi + sh \frac{sh}{c} \cdot \int_o^{\delta} f(\chi) \cdot e^{-s\chi/c}\,d\chi \right].$$

Рассмотрим формирование импульсов сжатия в мишени при различных распределениях энергии по пространству.

1. $f(h) = 1$, $\delta_* = \delta$. Решение, получаемое из (7.22) после применения обратного преобразования Лапласа, в этом случае имеет вид:

$$u(t, h) = \frac{\Gamma}{2\rho_0 c\delta} \cdot \left[ -2Q(t - t_i) + Q\left(t - t_i + \frac{h}{c}\right) + Q\left(t - t_i - \frac{h}{c}\right) \right], \tag{7.23}$$

$$p(t, h) = \frac{\Gamma}{2\delta} \cdot \left[ 2Q(t) - 2Q(t - t_i) - Q\left(t - t_i + \frac{h}{c}\right) + Q\left(t - t_i - \frac{h}{c}\right) \right], \tag{7.24}$$

где через $t_i$ обозначено время циркуляции волн сжатия и разрежения в зоне поглощения, равное $\delta/c$, и введена поверхностная плотность энергии излучения:

$$Q(t) = \int_0^t I(t)\,dt = \rho_0 \delta \cdot E(t).$$

При отрицательном значении аргумента функция $Q(t)$ тождественно равна нулю.

Из (7.24) следует, что, если мощность излучения является неубывающей функцией, то в мишени не возникают растягивающие напряжения, а облучаемая поверхность движется навстречу ионному пучку. Аналогичный результат был получен выше при анализе

лазерного воздействия на вещество при большой длительности импульса излучения. В сущности, это означает непрерывное расширение мишени по мере нагрева. Представляет интерес исследование характера изменения массовой скорости на границе зоны поглощения с холодной частью мишени. Эти данные можно было бы сопоставить с экспериментальными данными или использовать при интерпретации результатов измерений. В экспериментах регистрируется профиль скорости тыльной поверхности мишени.

В общем случае функция $u(t, \delta)$ является немонотонной, характер изменения величины $u$ со временем определяется условиями конкретного эксперимента. Рассмотрим некоторые характерные примеры.

Пусть $I(t) = I_0$. На рис.7.3 показано соответствующие этому случаю распределения давления по координате в различные моменты времени. В течении времени $t_i$ формируется треугольный импульс сжатия, распространяющийся далее вглубь мишени. При $t > 2t_i$ давление в зоне поглощения равно нулю, так как его повышение за счет энерговыделения полностью компенсируется разгрузкой со стороны облучаемой поверхности. Скорость последней линейно возрастает по абсолютной величине до значения $-\Gamma I_0/\rho c^2$ при $t = t_i$ и далее остается постоянной (рис.7.4). Профиль скорости на границе зоны поглощения имеет форму равнобедренного треугольника. Максимум скорости, равный $\Gamma I_0/2\rho c^2$, достигается при $t = t_i$, при $t > 2t_i$ скорость равна нулю. На рис.7.5 профиль 1 показывает зависимость $u(t, \delta)$ и соответствующее поле течения в плоскости $t-h$.

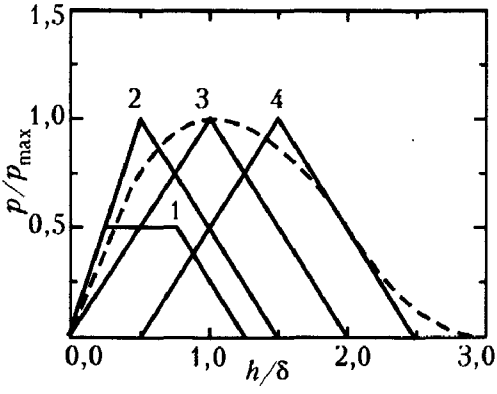


**Рис.7.3.** Эпюры давления в мишени в различные моменты времени ($t_1 < t_2 < t_3 < t_4$) в случае прямоугольного профиля распределения поглощенной энергии по глубине и конечной длительности воздействия.

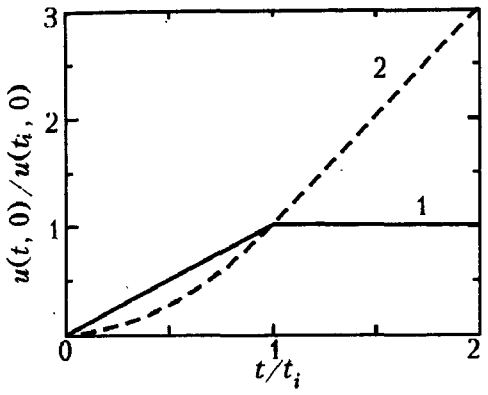


**Рис.7.4.** Зависимость скорости облучаемой поверхности от времени при постоянной (кривая 1) и линейно растущей со временем (кривая 2) мощности излучения.

Рассмотрим случай линейной зависимости мощности излучения от времени: $I(t) = I_1 t$. В отличие от постоянной мощности, при $t > 2t_i$ устанавливается ненулевой стационарный профиль давления в зоне поглощения: $p(t, h) = \Gamma I_1 h(2\delta - h)/(2\delta c^2)$, как показано на рис.7.3 штриховой линией. Следствием этого является движение облучаемой поверхности с постоянным ускорением $-\Gamma I_1 t_i/\rho_0 c$ при $t \geq t_i$ (зависимость 2 на рис.7.4), причем при $t = t_i$ ускорение непрерывно. Принципиально изменяется также профиль скорости на границе зоны поглощения (зависимость 2 на рис.7.5): $u(t, \delta)$ монотонно возрастает до величины $\Gamma I_1 t_i/2\rho_0 c^2$ при $t = 2t_i$, оставаясь далее постоянной. Точка $t = t_i$, в которой скорость равна половине своего максимального значения, является точкой перегиба.

В более общем случае: $I(t) = I_0 + I_1 t$ — на профиле $u(t, \delta$ фиксируется характерный максимум $u_{max}$ (зависимость 3 на рис 7.5). Причем, если $I_1 t_i \leq I_0$, то максимум достигается при $t = t_i$ и равен:

$$u_{max} = \frac{\Gamma}{2\rho_0 c^2}(I_0 + I_1 t_i).$$

Если же $I_1 t_i > I_0$, то скорость претерпевает излом в точке $t = t_i$ и продолжает далее возрастать, достигая максимального значения при $t = 2t_i - I_0/I_1$:

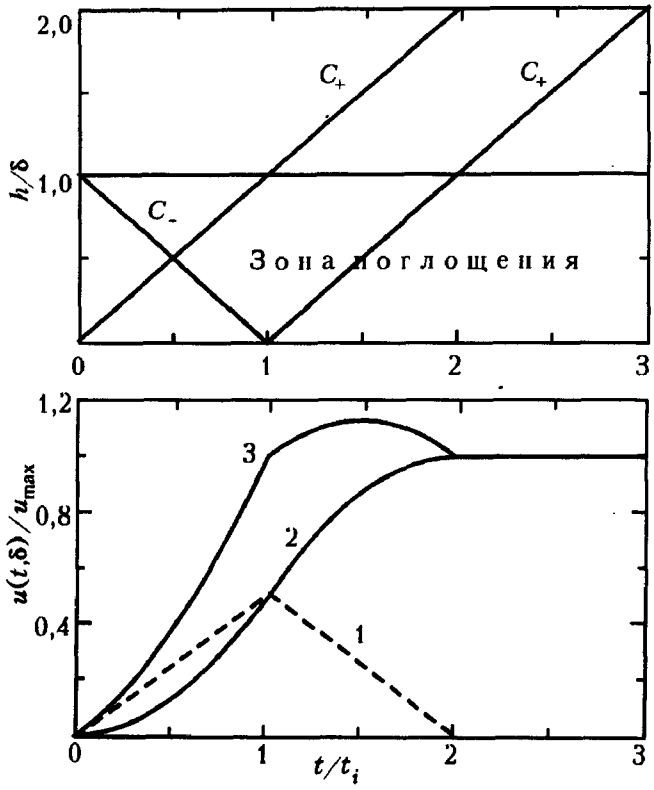


**Рис.7.5.** Профили массовой скорости на границе зоны поглощения при прямоугольном профиле распределения поглощенной энергии и различных законах изменения мощности излучения со временем. Показано также соответствующее поле течения в плоскости $t-h$.

$$u_{max} = \frac{\Gamma I_0^2}{4\rho_0 c\delta I_1} \cdot \left(1 + 3\,(I_1 t_i / I_0)^2\right).$$

После достижения максимума скорость уменьшается до значения $\Gamma I_1 t_i / 2\rho_0 c^2$ при $t = 2t_i$ и остается затем постоянной.

Полученные результаты показывают, что профиль формирующейся волны сжатия весьма чувствителен к характеру зависимости мощности излучения от времени. Это обстоятельство может быть использовано для диагностики ионного пучка.

До сих пор предполагалось постоянство поглощенной энергии по координате. В реальной ситуации это условие не выполняется по нескольким причинам. Во-первых, при взаимодействии ионов с

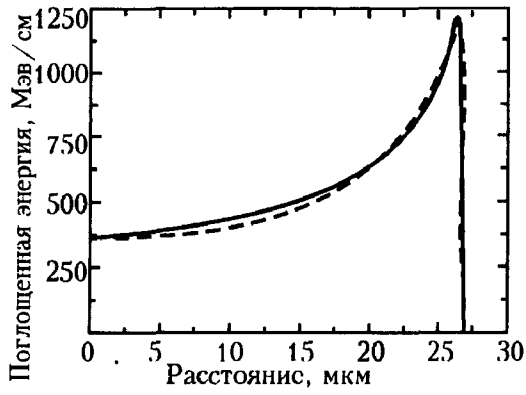


**Рис.7.6.** Распределение поглощенной энергии в алюминии при воздействии монохроматического пучка протонов с энергией 1,5 Мэв.

мишенью максимальная энергия выделяется в конце тормозного пути, наблюдается брегговский пик. На рис.7.6 сплошной линией показано распределение поглощенной энергии в алюминии для протонов с начальной энергией 1,5 МЭв, рассчитанное без учета влияния температуры [23]. Во-вторых, на мишень одновременно могут приходить ионы с различной энергией, что приведет к большему энерговыделению вблизи облучаемой поверхности. Проанализируем влияние этих факторов на скорость $u(t, \delta)$. Сначала рассмотрим влияние брегговского пика.

2. $f(h) = 1 + \varepsilon \cdot \exp((h - \delta)/\Delta)$, $\delta_* = \delta + \varepsilon\Delta\,(1 - \exp(-\nu t_i))$, $\nu = c/\delta$. На рис.7.6 пунктирной линией показана аппроксимация реального распределения поглощенной энергии рассматриваемой функцией при $\varepsilon = 2{,}47$ и $\Delta = 5{,}7$ мкм. Подставляя $f(h)$ в (7.22) и применяя обратное преобразование Лапласа, найдем распределение давления и массовой скорости в мишени. В частности, на границе зоны поглощения получаем:

$$u(t, \delta) = \frac{\Gamma}{2\rho_0 c\delta_*} \cdot \left[ Q(t) - 2Q(t - t_i) + Q(t - 2t_i) + \right.$$

$$+ \varepsilon \left( e^{-\nu t} \int_0^t I(\chi) \cdot e^{\nu\chi}\, d\chi - 2e^{-\nu t_i} \int_0^{t - t_i} I(\chi) \cdot ch\, \nu(\chi - t + t_i)\, d\chi + \right.$$

$$\left. \left. + e^{\nu(t - 2t_i)} \int_0^{t - 2t} I(\chi) \cdot e^{-\nu\chi}\, d\chi \right) \right]. \qquad (7.25)$$

Интегралы при отрицательном верхнем пределе интегрирования, как и функция $Q(t)$ при отрицательном значении аргумента, тождественно равны нулю.

Если мощность излучения постоянна, то профиль скорости на границе зоны поглощения имеет форму криволинейного треугольника, симметричного относительно $t = t_i$ (зависимость 2 на рис.7.7). В отличие от равномерного распределения энергии по координате $h$ (зависимость 1 на рис.7.7), профиль скорости как при возрастании, так и при убывании является выпуклым вверх. Но, по-видимому, наиболее интересно то, что максимальное значение скорости не изменилось и по-прежнему равно $\Gamma I_0/2\rho_0 c^2$, независимо от констант $\varepsilon$ и $\Delta$ функции распределения. Если же мощность излучения является линейной функцией времени, то максимальное значение скорости, которое устанавливается при $t \geq 2t_i$, превышает соответствующую величину при $f(h) = 1$. На рис.7.8 сопоставлены эти два профиля: кривая 2 построена по уравнению (7.25) с указанными выше константами, а кривая 1 соответствует равномерному распределению поглощенной энергии. Учет брэгговского пика приводит лишь к увеличению скорости примерно на 20%, не вызывая появления каких-либо качественных особенностей. Этот вывод, очевидно, остается в силе и при более общей зависимости мощности излучения от времени: $I(t) = I_0 + I_1 t$. Таким образом, реальное распределение энергии в зоне поглощения слабо влияет на профиль скорости $u(t, \delta)$.

Рассмотрим теперь ситуацию,когда максимум энерговыделения находится вблизи облучаемой поверхности, что может быть обусловлено,

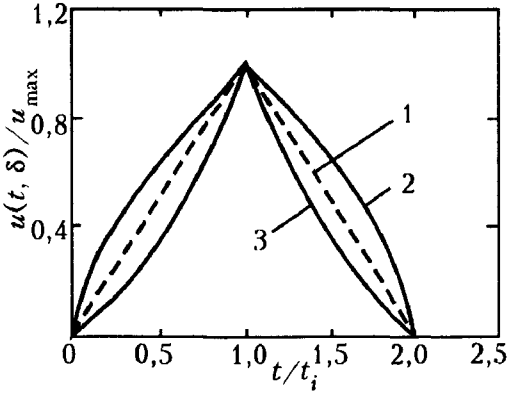


**Рис.7.7.** Профили массовой скорости на границе зоны поглощения при постоянной мощности излучения и различных законах распределения поглощенной энергии.

как отмечалось выше, одновременным приходом на мишень ионов с различной энергией.

3. $f(h) = 1 + \varepsilon \cdot \exp(-h/\Delta)$, $\delta_* = \delta + \varepsilon\Delta(1 - \exp(-\nu t_i))$, $\nu = c/\delta$. Скорость на границе зоны поглощения можно найти из соотношения (7.25), изменив в нем знак $\nu$ и умножив скобку перед $\varepsilon$ на $\exp(-\nu t_i)$. При постоянной мощности излучения опять получаем зависимость скорости от времени в виде симметричного криволинейного треугольника, показанного на рис.7.7 кривой 3, однако его выпуклость обращена вниз как при возрастании, так и при убывании скорости. Максимальное значение скорости не изменилось. В случае же линейной зависимости мощности излучения от времени, максимальное значение скорости ниже того, которое устанавливается при $f(h) = 1$. На рис.7.8 профиль скорости 3 рассчитан с теми же параметрами, которые использовались при аппроксимации брэгговского пика. Учет повышенного энерговыделения вблизи облучаемой поверхности приводит в данном случае лишь к уменьшению скорости примерно на 20%, не вызывая появления каких либо качественных особенностей.

Таким образом, скорость на границе зоны поглощения с холодной частью мишени является чувствительной к характеру зависимости мощности излучения от времени. Изменение этой зависимости приводит к появлению качественных особенностей на профиле $u(t, \delta)$, тогда как реальное распределение энергии в зоне поглощения слабо влияет на скорость, вызывая только небольшие количественные изменения.

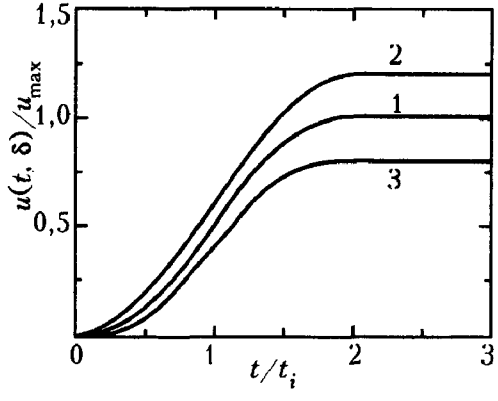


**Рис.7.8.** Профили массовой скорости на границе зоны поглощения при линейном нарастании мощности излучения со временем и различных законах распределения поглощенной энергии по пространству.

### 7.3. Изменение глубины зоны поглощения ионов со временем

Изменение энергии ионов в пучке сопровождается изменением глубины их проникания в мишень. Появление нового внешнего параметра — скорости изменения глубины зоны поглощения — приводит к появлению новых качественных особенностей в структуре волны сжатия, генерируемой ионным пучком. Для иллюстрации рассмотрим простейший пример.

Пусть глубина зоны поглощения линейно возрастает со скоростью $v$ до величины $\delta_0$ и далее остается постоянной (рис.7.9). Исходная система уравнений (7.1), начальные и граничные условия (7.2)

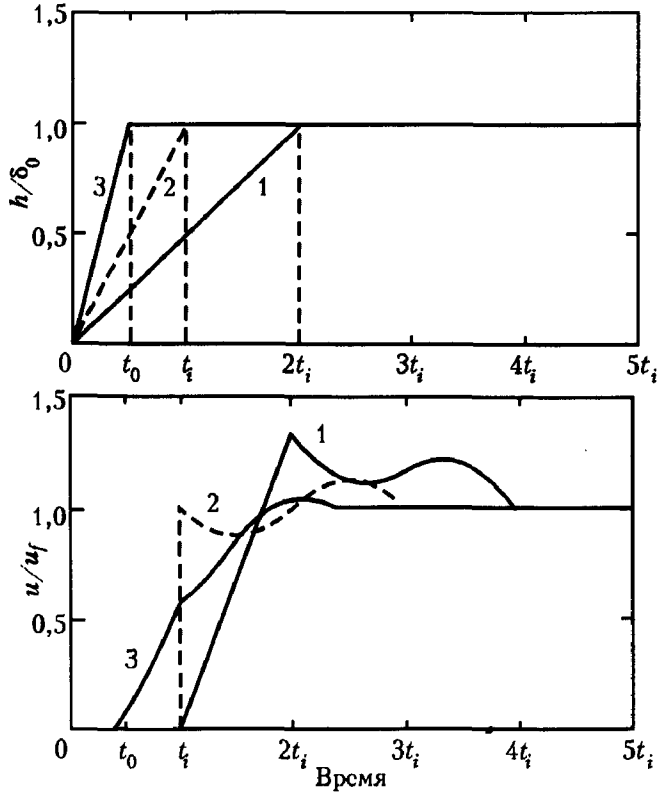


**Рис.7.9.** Влияние расширения зоны поглощения на профили массовой скорости на ее границе. Зависимости 1, 2, 3 соответствуют дозвуковой, звуковой и сверхзвукой скоростям продвижения границы зоны поглощения.

для системы уравнений (7.1) изменяются: вместо условия на бесконечности для давления ставится граничное условие при $h = \delta(t)$, отражающее непрерывность $J_-$-инварианта Римана (7.19). Непосредственное применение метода Лапласа теперь невозможно. Необходимо предварительно деформировать зону поглощения. С этой целью сделаем замену независимых переменных:

$$x = h, \quad T = t - h/v. \tag{7.26}$$

В новых переменных зона поглощения имеет вид полубесконечной прямоугольной полосы шириной $\delta_0$. Подставляя (7.26) в (7.1) и применяя к полученной системе преобразование Лапласа по $T$, получаем вместо (7.4) следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\rho_0 c^2 \frac{d\hat{u}}{dx} - \frac{\rho_0 c^2 s}{v} \cdot \hat{u} + s\hat{p} = \rho_0 \Gamma \cdot \hat{W} + p_0 - \frac{\rho_0 c^2}{v} \cdot u_0,$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{d\hat{p}}{dh} - \frac{s}{\rho_0 v} \cdot \hat{p} + s\hat{u} = u_0 - \frac{1}{\rho_0 v} \cdot p_0,$$

где $p_0 = p(0, x)$ и $u_0 = u(0, x)$ — начальные значения давления и массовой скорости в переменных $T-x$, являющиеся в переменных $t-h$ граничными условиями на участке роста глубины зоны поглощения. Очевидно, что в общем случае $p_0$ и $u_0$ (при произвольном значении $v$) не равны нулю и связаны уравнением $p_0 = \rho_0 c u_0$. Решение системы (7.27), удовлетворяющее граничным условиям:

$$\hat{p}(0) = 0, \quad \hat{p}(\delta_0) = \rho_0 c \hat{u}(\delta_0)$$

имеет вид:

$$\hat{p} = \frac{\rho_0 \Gamma}{2c} \cdot \left[ \left( \hat{F}_1(\delta_0) - \hat{F}_1(x) \right) \cdot e^{\lambda_1 x} - \right.$$

$$\left. - \left( \hat{F}_1(\delta_0) - \hat{F}_2(x) + \frac{2c(c-v)}{\Gamma v} \cdot \hat{U}_0 \right) \cdot e^{\lambda_2 x} \right], \tag{7.28}$$

$$\hat{u} = -\frac{\Gamma}{2c^2} \cdot \left[ \left( \hat{F}_1(\delta_0) - \hat{F}_1(x) \right) \cdot e^{\lambda_1 x} + \right.$$

$$+\left(\hat{F}_1(\delta_0) - \hat{F}_2(x) + \frac{2c(c-v)}{\Gamma v}\cdot \hat{U}_0\right)\cdot e^{\lambda_2 x}\Bigg], \qquad (7.29)$$

$$\hat{F}_i(x) = \int_0^x \hat{W}(\chi)\cdot e^{-\lambda_i \chi}\,d\chi, \qquad \hat{U}_0(x) = \int_0^x u_0 \cdot e^{-\lambda_2 \chi}\,d\chi,$$

$\lambda_{1,2} = s(1/v \pm 1/c)$.

Рассмотрим подробнее ситуацию, когда поглощенная мощность равномерно распределена по пространству, а мощность ионного пучка линейно возрастает со временем:

$$W(t, h) = \frac{I(t)}{\rho_0 \delta(t)} = \frac{I_1}{\rho_0 v}\cdot\left[1 + (vt/\delta_0 - 1)\cdot\Theta(t - \delta_0/v)\right]. \qquad (7.30)$$

Переходя в (7.30) к переменным $T-x$ и применяя преобразование Лапласа по $T$ найдем функции $F_i$. Для определения давления и массовой скорости проанализируем отдельно до- и сверхзвуковой режимы роста глубины зоны поглощения.

1. $v \le c$. В этом случае решение (7.28), (7.29) содержит неизвестную функцию $u_0$. Она находится из условия исчезновения экспоненциально растущих членов при $s \to \infty$. Предполагая что $u_0$ может быть разложена в степенной ряд по $x$, получаем:

$$u_0 = \frac{\Gamma I_1 x}{\rho_0 c^2 (c + v)}. \qquad (7.31)$$

Теперь, зная функции $\hat{F}_i$ и $\hat{U}_0$, из (7.28), (7.29) нетрудно найти распределение давления и массовой скорости в зоне поглощения:

$$p(t, h) = \frac{\Gamma I_1}{2(c+v)}\cdot\Bigg[\frac{2h}{c} + \frac{c+v}{\delta_0}\Bigg[\{t - t_0\}^2 - \left\{t - t_0 - \frac{h}{c}\right\}^2\Bigg] +$$

$$+\left\{t - t_0 - t_i - \frac{h}{c}\right\}\cdot\left[1 + \frac{c+v}{2\delta_0}\left\{t - t_0 - t_i - \frac{h}{c}\right\}\right] -$$

$$-\left\{t - t_0 - t_i + \frac{h}{c}\right\}\cdot\left[1 + \frac{c+v}{2\delta_0}\left\{t - t_0 - t_i + \frac{h}{c}\right\}\right]\Bigg] \qquad (7.32)$$

$$u(t, h) = \frac{\Gamma I_1}{2\rho_0 c(c+v)} \cdot \left[ -2\left(t - \frac{h}{c} - \frac{h}{v}\right) - \frac{c+v}{\delta_0}\left\{t - t_0 - \frac{h}{c}\right\}^2 + \right.$$

$$+ \left\{t - t_0 - t_i - \frac{h}{c}\right\} \cdot \left[1 + \frac{c+v}{2\delta_0}\left\{t - t_0 - t_i - \frac{h}{c}\right\}\right] +$$

$$\left. + \left\{t - t_0 - t_i + \frac{h}{c}\right\} \cdot \left[1 + \frac{c+v}{2\delta_0}\left\{t - t_0 - t_i + \frac{h}{c}\right\}\right]\right]. \qquad (7.33)$$

Здесь $t_0 = \delta_0/v$ и выражения, заключенные в фигурные скобки, ограничены снизу нулевой величиной.

Рассмотрим подробнее изменение массовой скорости со временем в сечении $h = \delta_0$. Информация о росте давления в зоне поглощения придет в это сечение в момент времени $t_i$ (зависимость 1 на рис.7.9) и массовая скорость начнет линейно возрастать до тех пор, пока не прекратится рост глубины зоны поглощения. В этот момент скорость достигает максимального значения $\Gamma I_1 t_i/(\rho_0 c(c+v))$, после чего она начинает уменьшаться. Затем происходят колебания скорости, причем второй максимум по амплитуде превышает первый, если $v > c/\sqrt{2}$. При $t \geq t_0 + 2t_i$ устанавливается постоянная скорость, равная $\Gamma I_1 t_i/(2\rho_0 c^2)$, т.е. не зависящая от $v$ и совпадающая с величиной, полученной ранее для случая постоянной глубины зоны поглощения. По мере приближения $v$ к скорости звука, ширина фронта импульса сжатия $\Delta t = t_0 - t_i$ уменьшается, амплитуда колебаний массовой скорости возрастает и, наконец, при $\Delta t = 0$ формируется ударный скачок (зависимость 2 на рис.7.9).

2. $\boldsymbol{v > c}$. В этом случае информация об энерговыделении в поверхностных слоях мишени не достигает границы зоны поглощения, движущейся со сверхзвуковой скоростью. Поэтому начальное значение массовой скорости $u_0$, фигурирующее в (7.28), (7.29), равно нулю. Применяя к (7.28), (7.29) обратное преобразование Лапласа и возвращаясь к независимым переменным $t-h$ получим решение, имеющее структуру, аналогичную (7.32), (7.33).

В сечении $h = \delta_0$ массовая скорость начнет возрастать с момента времени $t_0$. Если $v < c(\sqrt{5}+1)/2$, то при $t = t_i$ достигается локальный максимум и последующее изменение скорости качественно подобно тому, которое наблюдается при дозвуковом режиме (зависимость 3

на рис.7.9). Различия носят лишь количественный характер. Если же $v > c(\sqrt{5} + 1)/2$, то возникают качественные изменения: при $t = t_i$ массовая скорость терпит излом и продолжает возрастать. Наблюдается только один максимум в момент времени $t_0 + t_i \cdot (2v + c)/(v + c)$. С дальнейшим ростом $v$ $t_0 \to 0$, максимум смещается к $2t_i$, стремясь к величине $\Gamma I_1 t_i/(2\rho_0 c^2)$, и профиль скорости деформируется в монотонно возрастающую кривую, рассмотренную выше при анализе течения, возникающего при постоянной толщине зоны поглощения (зависимость 2 на рис.7.5).

Таким образом, наиболее яркой особенностью рассмотренной модели является влияние скорости роста глубины зоны поглощения на ширину фронта импульса сжатия. В том случае, когда граница зоны поглощения движется внутрь мишени со скоростью звука, в мишени формируется ударная волна сжатия.

### 7.4. Эксперименты по взаимодействию ионного пучка с конденсированнымн мишенями

Применим результаты проведенного выше анализа для интерпретации экспериментальных данных [18—23] по взаимодействию ионного пучка с конденсированными мишенями. Эти эксперименты выполнены на установке KALIF [24], имеющей следующие параметры. Энергия протонов составляла 1,7 Мэв, мощность пучка — около 0,2 TW/см$^2$ при размере фокального пятна 6—8 мм, длительность импульса — 40 нс. При столь высокой мощности материал мишени начинает испаряться уже в первые наносекунды воздействия. Для регистрации скорости свободной поверхности мишени использовался доплеровский измеритель скорости ORVIS [25] с субнаносекундным временным разрешением. Схема экспериментов показана на рис.7.10.

На рис.7.11 приведено несколько экспериментальных [20] профилей скорости свободной поверхности мишеней, представляющих собой лист алюминиевой фольги толщиной 33 мкм. Параметры ионного пучка неполностью воспроизводятся от опыта к опыту, что привело к появлению качественных особенностей на профилях скорости: в опыте 3329 на первой циркуляции волн фиксируется максимум скорости, тогда как в опыте 3334 скорость возрастает монотонно. Последующее ускорение свободной поверхности состоит из нескольких отчетливо выраженных ступенек, связанных с многократными отражениями волн сжатия и разрежения между свободной поверхностью и границей испаренного вещества. Поскольку

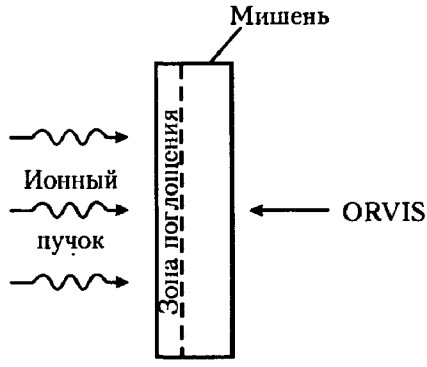


**Рис.7.10.** Схема регистрации ударно-волновых явлений в мишени, облучаемой ионным пучком.

скорость звука в алюминиевой фольге известна, то время циркуляции этих волн может быть использовано для определения толщины неиспаренного слоя мишени, а следовательно, и глубины зоны поглощения ионов в момент отражения от нее волны сжатия.

Профиль скорости в опыте 3329 качественно подобен кривой 3 на рис.7.5, тогда как опыт 3334 соответствует случаю $I_0 = 0$ (кривая 2 на рис.7.5). Из этого следует, что начальный размер зоны поглощения в опыте 3329 ($\simeq$ 1,6 нс) заметно больше чем в опыте 3334 ($\simeq$0,5 нс). Соответствующие значения энергии ионов, равны 0,7 МэВ и 0,3 МэВ, что согласуется с измерениями импульсов напряжения и тока в источнике ионов.

Используя экспериментальные профили скорости свободной поверхности можно оценить значение плотности потока излучения $I(t)$. Так, для опыта 3329 находим, что начальный скачок мощности излучения равен 0,01 TW/см$^2$, а скорость ее последующего роста –

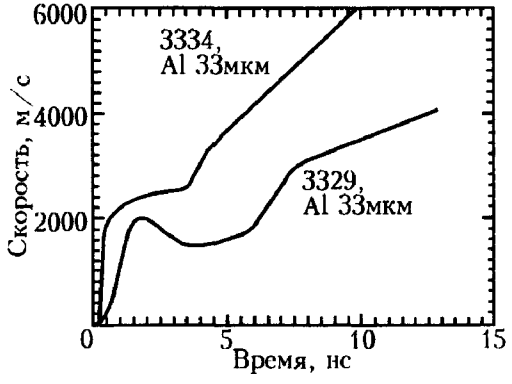


**Рис.7.11.** Профили скорости свободной поверхности алюминиевых фольговых мишеней при воздействии протонных пучков с различным темпом нарастания энергии ионов.

0,005 TW/(см$^2$ · нс). В опыте 3334 при нулевом начальном скачке мощности скорость ее роста оценивается как 0,02 TW/(см$^2$ · нс). Отметим, что эти оценки справедливы только на начальной стадии воздействия пучка, когда плотность, скорость звука и коэффициент Грюнайзена плазмы в зоне поглощения не сильно отличаются от соответствующих величин холодного материала мишени.

Регистрация профилей волн сжатия, генерируемых пучком, дает возможность исследований структуры ионного пучка. С этой целью проведены эксперименты с разнесенными мишенями [28–29]. Схема опытов приведена на рис.7.12. Мишень в этих опытах составлялась из двух листов алюминиевой фольги, расстояние между которыми составляло около 1 мм, а их суммарная толщина сохранялась практически неизменной от опыта к опыту. Первая фольга выполняла роль фильтра, поглощающего ионы с энергией ниже некоторой пороговой величины, которая варьировалась путем изменения толщины фильтра. Прошедшие ионы, взаимодействовали со второй фольгой, движение поверхности которой регистрировалось лазерным интерферометром.

Результаты измерений приведены на рис.7.13. Цифрами в скобках указаны толщины фильтра и мишени в микронах. Начальный характер разгона может быть проанализирован в рамках акустики. Поскольку ионы с малой энергией на фронте пучка задерживаются фильтром, то этот анализ дает информацию о структуре ионного пучка в более поздние моменты времени.

Видно, что ускорение мишеней немонотонно и существенно зависит от толщины фильтра, а следовательно и параметров ионного пучка, достигающего мишень. В опытах 3313 и 3439 импульс сжатия, выходящий на свободную поверхность имеет крутой фронт: скорость достигает максимальной величины за одну наносекунду. После максимума регистрируется небольшой спад скорости. Как и в случае с

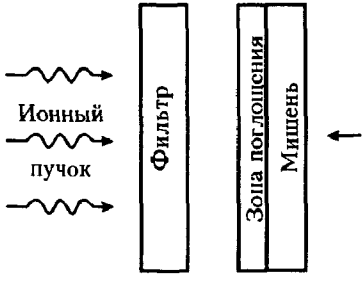


**Рис.7.12.** Схема экспериментов по исследованию взаимодействия ионного пучка с разнесенными мишенями.

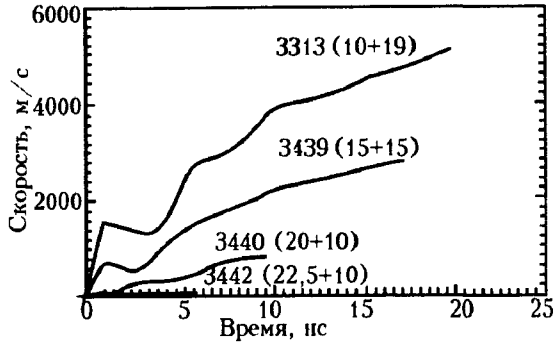


**Рис.7.13.** Профили скорости свободной поверхности мишени при различной толщине фильтра.

одной фольгой, по времени циркуляции волн сжатия и разрежения, можно определить толщины неиспаренного слоя мишени, а следовательно, и глубины зоны поглощения ионов в момент отражения от нее волны сжатия. Суммируя найденную таким образом глубину поглощения с толщиной фильтра, найдем путь торможения ионов. Так например, для опыта 3439 получаем величину 21 мкм.

Энергия ионов определяется из экспериментально измеренного профиля напряжения на диоде. В плоскости мишени профиль энергии несколько отличается из-за того, что ионы с большей энергией, вышедшие из источника в более поздние моменты времени, обладают более высокой скоростью и могут достичь мишени даже раньше, чем предшествовавшие им низкоэнергетичные ионы. Соответствующая коррекция измеренного импульса напряжения не представляет затруднений. Сопоставляя профиль скорости разгона фольги с зависимостью энергии ионов от времени находим, что глубине поглощения 21 мкм соответствует энергия 1,33 МэВ. Точность определения глубины поглощения — ± 1 мкм, соответствующей энергии ионов — ± 0,03 МэВ.

Из рисунка видно, что в опыте 3442, где максимальная энергия ионов составляла 1,54 МэВ, до второй фольги доходит незначительное количество ионов, вызывающих слабо выраженный импульс скорости. При повторении этого опыта с уменьшением энергии ионов до 1,52 МэВ вообще не было зарегистрировано ускорение второй фольги. Таким образом, глубина поглощения протонов с энергией 1,52 МэВ в алюминии равна 22 — 22,5 мкм. Это на 4 мкм меньше глубины поглощения, рассчитанной для холодного алюминия.

Отметим, что поскольку температура плазмы в зоне поглощения порядка десяти электрон-вольт, то в холодную часть мишени распро-

страняется тепловая волна. Это видно из сопоставления найденной глубины поглощения ионов с результатами определения толщины испаренного слоя [20], которая оценивалась по потере отражающей способности алюминиевых фольг различной толщины и составила ~ 28 мкм.

Исследуем теперь возможность получения информации о параметрах ионного пучка на основании анализа структуры профилей скорости на начальном участке ускорения. Отличительной чертой течения, возникающего в мишени при наличие фильтра, является то, что в начальный момент времени ее достигают ионы с очень малой энергией. Со временем энергия ионов приходящих на мишень возрастает, пока не достигнет максимума. Поэтому, даже в качестве первого приближения, глубина зоны поглощения $\delta$ не может считаться постоянной. Значительно ближе к реальности ситуация, проанализированная в предыдущем параграфе, где предполагалось, что $\delta(t)$ возрастает линейно со временем с постоянной скоростью $v$ от нуля до максимального значения $\delta_0$ и далее остается постоянной.

Рассмотрим начальный участок профиля скорости, полученного в опыте 3439 (рис.7.13). Прежде всего отметим, что качественно он подобен кривой 1 на рис.7.9: сначала регистрируется линейный рост скорости, затем ее спад. Учитывая, что ширина фронта $\Delta t$ =1 нс, а максимальная глубина зоны поглощения составляет примерно 6 мкм, найдем скорость роста глубины зоны поглощения: $v \cong 3{,}1$ км/с $\cong c/2$. Скорость $v$ можно оценить и по экспериментально измеренному профилю напряжения на диоде. Используя зависимость энергии ионов от времени, и предполагая, что связь глубины поглощения частиц с их энергией в интервале $1{,}1 \div 1{,}3$ МЭв такая же как в холодном веществе [23], найдем оценку скорости сверху: $v = 3{,}5$ км/с – что хорошо согласуется с полученным выше результатом.

Минимум, предсказываемый акустическим анализом, экспериментально может не наблюдаться, если время его появления больше или сравнимо с временем циркуляции волны в холодной части мишени. Кроме того, его местоположение сдвинется в область более поздних времен, если переход от линейного роста глубины зоны поглощения к постоянному ее значению происходит плавно, без излома. Так для опыта 3439 на основании проведенного анализа можно лишь утверждать, что минимум формируется при $t > 1{,}7$ нс. В тоже время видно, что волна, отраженная от границы с плазмой, выходит на свободную поверхность при $t < 3$ нс.

Используем результаты акустического анализа для оценки скорости роста плотности мощности пучка $I_1$ на облучаемой поверхности мишени в опыте 3439. Из формулы (7.8), полагая $u_0$ равной половине максимальной скорости свободной поверхности при $x = \delta_0$, найдем: $I_1 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ TW/(см$^2$ · нс). Сравнивая эту величину с аналогичной оценкой, выполненной выше для случая разгона алюминиевой фольги толщиной 33 мкм без фильтра (опыт 3334), видим, что она на порядок меньше. Если предположить, что в обоих случаях мощность пучка была примерно одна и та же, то приходим к выводу, что фильтр толщиной 15 мкм поглощает основную часть излучения и на долю мишени приходится лишь около 10% исходной мощности пучка. В тоже время скорость свободной поверхности мишени в опыте 3439 меньше скорости 33 мкм фольги в опыте 3334 только в три раза, что наглядно демонстрирует влияние толщины и характера изменения во времени глубины зоны поглощения на разгон фольг.

# ГЛАВА 8

# УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И МАКРОКИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

Исследования закономерностей энерговыделения в конденсированных взрывчатых веществах (ВВ) под действием ударных волн ведутся с целью выяснения механизмов инициирования и развития реакции взрывчатого превращения, поиска способов регулирования чувствительности ВВ к интенсивным импульсным воздействиям, а также получения информации, необходимой для прогнозирования ударно-волновых и детонационных процессов. Благодаря стремительному развитию вычислительной техники и значительным успехам в области численных методов механики сплошных сред, широкое распространение для анализа разнообразных ударноволновых явлений получило математическое моделирование изучаемых процессов на ЭВМ. Подобные расчеты заключаются в интегрировании системы уравнений механики сплошной среды, выражающих фундаментальные законы сохранения массы, импульса и энергии, и включающей в себя уравнение состояния и кинетическое соотношение. Уравнение состояния, представляющее собой количественное соотношение между давлением, плотностью вещества и другими термодинамическими параметрами, и уравнение кинетики, описывающее скорость превращения исходного вещества в продукты реакции, должны исчерпывающим образом характеризовать рассматриваемую конкретную среду. Для реальных, достаточно сложных конденсированных сред, какими являются твердые взрывчатые вещества, построение уравнений состояния и кинетики из «первых принципов» в настоящее время невозможно, в силу чего эти соотношения должны находиться из экспериментов. Речь идет, главным образом, об экспериментах с ударными волнами.

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что основные особенности механизма взрывчатого превращения в ударных волнах обусловлены исходной неоднородностью твердых ВВ. Локализация энергии ударных волн на неоднородностях приводит к образованию так называемых «горячих точек», в которых и происходит первоначальное инициирование реакции. Образование горячих точек – существенно неравновесный эффект, присущий только динамическим условиям нагружения. Хотя в экспериментах с ударными волнами пока не удается выявить все детали механизма образования и эволюции очагов реакции, полученная информация допускает усредненное эмпирическое описание кинетики процесса. Измерения ударных и детонационных адиабат, а также кривых изэнтропической разгрузки, дают основу для построения уравнений состояния ВВ и продуктов взрыва.

Исследования уравнений состояния и кинетики разложения твердых взрывчатых веществ в ударных и детонационных волнах ведутся широким кругом исследователей. Полученные результаты отчасти обобщены в известных монографиях [1 – 3] и обзорах [4 – 6]. В данной главе основное внимание уделено систематизации фактического материала, необходимого для построения расчетных моделей процессов инициирования и действия взрыва. Здесь не рассматривается ряд дискуссионных вопросов таких, как специфическое действие ударных волн на вещество и процессы, протекающие непосредственно во фронте ударной волны, которые в настоящее время еще не имеют достаточно четкой постановки.

### 8.1. Плоские стационарные детонационные волны

В соответствии с теорией Я.Б.Зельдовича [7] детонационное превращение взрывчатых веществ осуществляется под действием ударной волны, которая, распространяясь по заряду ВВ, возбуждает экзотермическую химическую реакцию. Энергия реакции разложения ВВ идет на поддержание процесса в целом. Существует стационарная скорость самоподдерживающейся детонации, которая не зависит от инициирующего импульса и определяется только энергией, выделяющейся при химической реакции (теплотой взрыва), и уравнением состояния продуктов взрыва. Как показано на рис.8.1*а*, детонационный комплекс включает в себя ударный скачок, зону химической реакции (химпик) постоянной ширины и нестационарную область расширяющихся продуктов взрыва. Разделение детонационной волны на ударный скачок и зону химической реакции [7] позволило строго обосновать правило отбора скорости стационарной

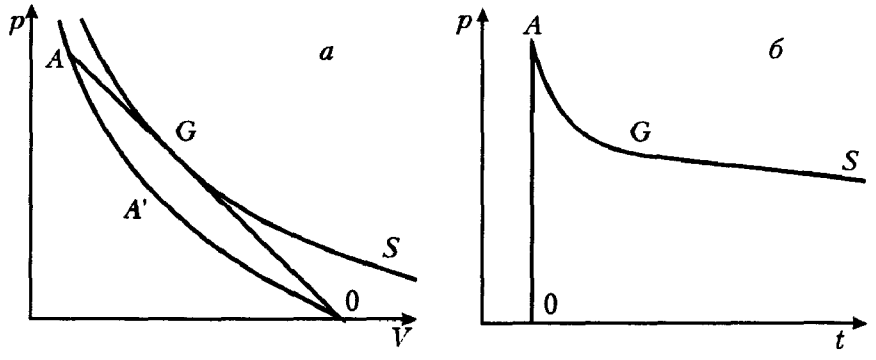


**Рис.8.1.** Структура стационарной детонационной волны. *а*: $0A'A$ – ударная адиабата ВВ, $GS$ – детонационная адиабата, $G$ – точка Чепмена – Жуге; *б*: $0A\,G$ – зона реакции, $GS$ – зона разлета.

детонации. В конце зоны реакции выполняется условие равенства скорости потока вещества относительно фронта детонационной волны и местной скорости звука (условие Чепмена – Жуге). Движение вещества в области разлета продуктов взрыва является сверхзвуковым относительно детонационной волны, поэтому возмущения из этой области не проникают в зону реакции. Внутри химпика имеет место дозвуковое течение, чем обеспечивается поступление выделяющейся энергии на фронт ударной волны.

Существование химпика детонационной волны в твердых взрывчатых веществах подтверждено многочисленными измерениями [1, 2]. Конкретная структура зоны реакции определяется кинетикой превращения исходного ВВ в продукты взрыва.

Измерения волновых профилей стационарных детонационных волн дают сведения о скорости взрывчатого превращения, а также опорные точки для определения ударной сжимаемости исходного ВВ и уравнения состояния продуктов взрыва. Для этих целей используются различные варианты магнитоэлектрического метода измерения скорости вещества, метод манганиновых датчиков давления, лазерные доплеровские интерферометрические измерители скорости, а также методы, основанные на регистрации затухания ударной волны, возбуждаемой в эталонной преграде детонацией исследуемого ВВ. Более подробно физические принципы и конструкционные особенности методов измерений параметров ударных и детонационных волн описаны в гл.2.

Магнитоэлектрические методы измерения профилей массовой скорости в диэлектрических материалах [2, 8—10] основываются на регистрации ЭДС магнитной индукции, появляющейся в проводнике при его движении в магнитном поле. Разрешающая способность датчика определяется материалом и толщиной фольги, из которой он изготовлен, размерами чувствительного элемента (обычно 1 см), а также качеством контакта датчика с образцом. Хотя при использовании фольги толщиной 20 мкм удавалось довести разрешающую способность до 10 нс [10], более реальной представляется характерное значение этой величины на уровне 50 нс [9].

Метод манганиновых датчиков основывается на использовании зависимости удельного электросопротивления манганина от давления [11, 12]. Подобно магнитоэлектрическим датчикам, фольговые манганиновые датчики размещаются внутри образа. Вследствие необходимости изолирования датчика от электропроводных продуктов взрыва разрешающая способность этого метода при проведении измерений непосредственно в детонирующем ВВ несколько хуже, чем для магнитоэлектрического метода. Лучшие результаты дает регистрация профилей давления в преграде из диэлектрического материала вблизи поверхности ее раздела с образцом исследуемого ВВ. Пример таких измерений показан на рис.8.2, где приведен профиль давления на границе между детонирующим образцом тротила с плотностью 1,06 г/см$^3$ и преградой из фторопласта.

Работа лазерных интерферометрических измерителей скорости основывается на фиксации сдвига длины волны лазерного излучения при его отражении от движущейся поверхности [9, 13—15]. Сочетание двухлучевого интерферометра с высокоскоростным электронно-

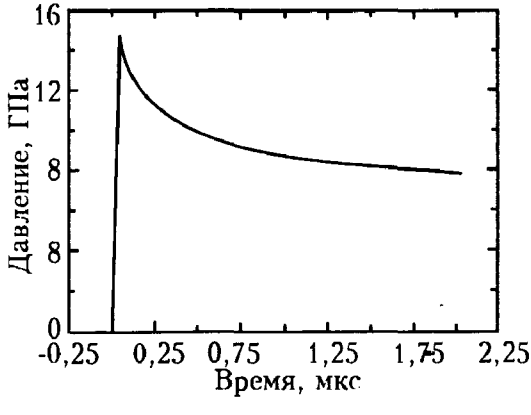


**Рис.8.2.** Профиль детонационной волны в молотом тротиле плотностью 1,06 г/см$^3$. Измерения манганиновым датчиком давления на границе с фторопластовой преградой.

оптическим фоторегистратором позволяет довести разрешающую способность метода до субнаносекундного уровня [14]. Благодаря высокому пространственному разрешению и бесконтактности измерений удается избежать усреднения измеряемой величины по объему датчика, которое ограничивает разрешающую способность магнитоэлектрических и манганиновых датчиков. Высокая разрешающая способность метода демонстрируется рис.8.3, на котором представлены результаты измерений профилей скорости поверхности фольговых прокладок, помещенных на границе между образцом флегматизированного гексогена и водяным «окном» [16]. Высокая разрешающая способность лазерного интерферометрического измерителя скорости дает возможность определить закон затухания ударной волны в алюминиевых преградах на малых расстояниях. Экстраполяция максимальных значений скорости к нулевой толщине преграды позволяет рассчитать скорость в ВВ на вершине химпика и тем самым уточнить ударную адиабату ВВ в области детонационных давлений. Второй подъем скорости на профилях $W(t)$ вызван циркуляцией волны в фольге между водяным окном и ВВ. Эксперименты с очень тонкими фольгами показали, что время нарастания параметров во фронте ударной волны в плотных ВВ меньше 1 нс [17].

Среди методов определения структуры химпика по измерениям затухания ударной волны в преграде следует отметить метод лазерного измерителя волновых скоростей (ЛИВС) и метод яркостного индикатора. Прецизионные измерения скорости ударной волны методом ЛИВС в преградах, составленных из набора тонких прозрачных пластин выполнены в [18, 19]. Этот метод позволяет проводить

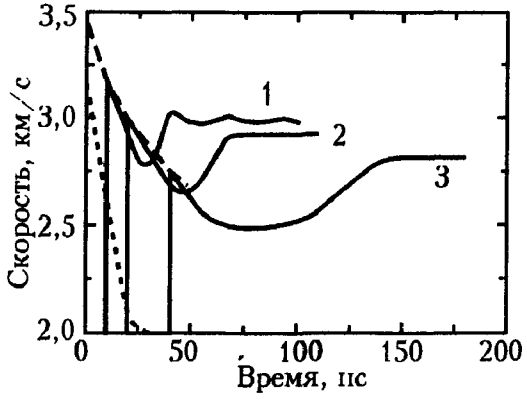


**Рис.8.3.** Регистрация химпика стационарной детонационной волны во флегматизированном гексогене [16]. Методом лазерного интерферометра ORVIS измерялись профили скорости поверхности алюминиевых фольговых прокладок на границе между образцом ВВ и водяным окном. Толщина 0,1 мм (1), 0,2 мм (2), 0,4 мм (3). Пунктир – экстраполяция значения скорости в вершине химпика к нулевой толщине фольги; точками показан химпик в ВВ, пересчитанный по результатам измерений.

измерения скорости ударной волны на базах 0,2 – 0,5 мм с погрешностью 1 – 2%. На рис.8.4 приведены результаты измерений зависимости скорости ударной волны $D$ от расстояния $x$ в плексигласовой преграде, находящейся в контакте с зарядом флегматизированного октогена. Зависимость $D(x)$ отражает структуру детонационной волны и позволяет рассчитать методом характеристик волновой профиль контактной поверхности. Измерения скорости ударной волны на базах в 0,2 мм вблизи контактной поверхности дает возможность получать информацию о параметрах состояния ВВ через 5 – 10 нс после начала детонационного превращения.

Разрешающая способность яркостного метода [20] ограничивается временем образования слоя непрозрачного материала за фронтом ударной волны в преграде-индикаторе и улучшается с ростом давления ударного сжатия. Кроме того, временное разрешение улучшается с уменьшением размеров контролируемой области на ударном фронте вследствие снижения роли перекоса и искривления ударной волны. Суммарная разрешающая способность метода при измерениях структуры детонационных волн оценивается в 5 – 10 нс. Примеры применения метода яркостного индикатора приведены на рис.8.5.

Таким образом, современная экспериментальная техника позволяет проводить измерения структуры детонационных волн при длительностях процесса взрывчатого превращения в десятки наносекунд и более. В табл.8.1 суммированы некоторые результаты измерений детонационных волн в мощных взрывчатых веществах. Большой объем экспериментальных данных, полученных ранее, содержится также в известных монографиях [1, 2]. В работах [21 – 23] проанализировано некоторое рассогласование параметров детонации,

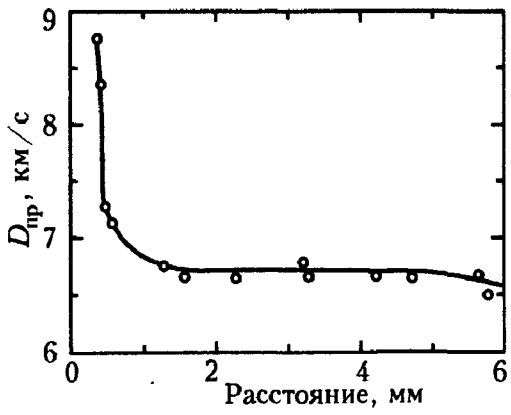


**Рис.8.4.** Измерение химпика детонационной волны во флегматизированном октогене методом ЛИВС по затуханию ударной волны в плексигласовой преграде [18].

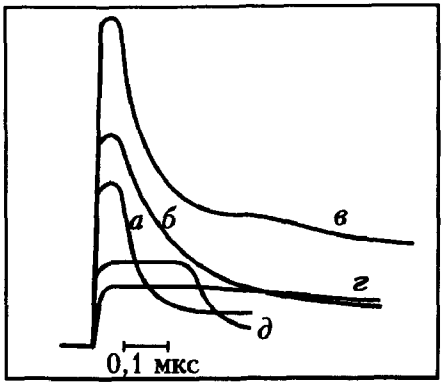


**Рис.8.5.** Регистрация химпика детонационных волн индикаторным методом. Осциллограммы яркости излучения фронта ударной волны в преграде – индикаторе из четыреххлористого углерода, расположенной за образцом исследуемого ВВ: *а* – прессованный тротил ($\rho$ = 1,6 г/см$^3$); *б* – литой тротил ($\rho$ = 1,6 г/см$^3$); *в* – прессованная смесь тротила и гексогена ТГ 50/50 ($\rho$ = 1,65 г/см$^3$); *г* – гексоген ($\rho$ = 1,7 г/см$^3$); *д* – запись яркости излучения в модельном опыте с инертным веществом [20].

измеренных разными авторами. При корректной технической части измерений основные источники погрешностей связаны с неопределенностью границы между зоной реакции и примыкающей к ней областью разлета продуктов взрыва на волновых профилях и неопределенность момента выхода детонационного процесса на стационарный режим. Анализ с учетом этих факторов значительно улучшает согласие между данными, полученными различными способами.

Таблица 8.1

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | $p_{х.п.}$, ГПа | $p_{ч.ж.}$, ГПа | $\tau$, нс | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|---|
| Флегматизированный гексоген | 1,41 | 28,8 | 20,6 | 60±5 | [16] |
| | 1,60 | 38,4 | 26,9 | 25±5 | [16] |
| | 1,67 | 43,0 | 29,2 | 15±3 | [16] |
| Прессованный тротил | 1,60 | 23,7 | 20,3÷20,9 | 41÷90 | [20] |
| | 1,64 | 27,5 | 22,0 | 80 | [17] |
| Литой тротил | 1,60 | 22,4 | 20,3÷20,9 | 140÷218 | [20] |
| Флегматизированный октоген | 1,77 | – | 32,1 | 40 | [18] |
| Флегматизированный ТЭН | 1,65 | – | 24,5 | 35 | [18] |
| PBX-9502 | 1,88 | 37,5 | 28,5 | 280 | [17] |
| Прессованный CP | 1,75 | 29,0 | 20,0 | 80 | [17] |

$p_{х.п.}$ и $p_{ч.ж.}$ – давления в химпике и плоскости Чепмена – Жуге,
$\tau$ – время реакции в химпике.

Из табл.8.1 следует, что при практически равных параметрах в плоскости Чепмена–Жуге время реакции в детонационной волне зависит от структуры взрывчатого вещества, что видно на примере литого и прессованного тротила. При уменьшении плотности заряда ВВ и соответствующем уменьшении давления детонации время реакции в детонационном режиме возрастает.

### 8.2. Критический диаметр детонации

Существует критический диаметр заряда ВВ, такой, что заряды меньшего диаметра оказываются неспособными к самоподдерживающейся детонации. Объяснение этому явлению было дано Ю.Б.Харитоном на основании того факта, что для завершения энерговыделения в детонационной волне необходимо определенное время. Согласно принципу Ю.Б.Харитона [24], критические условия детонации определяются равенством времени реакции сжатого вещества и времени его бокового разлета. Следовательно, величина критического диаметра непосредственно связана с кинетикой процесса взрывчатого превращения.

Существенная неодномерность детонационных процессов в зарядах малого диаметра затрудняет разработку последовательной теории явления. Извлечение кинетической информации из измерений критического диаметра осложняется также тем фактом, что скорость и давление детонации уменьшаются с приближением диаметра заряда твердого взрывчатого вещества к критической величине [1, 2]. Исследования прекращения детонации в зарядах малого диаметра гомогенных (жидких или газообразных) и негомогенных взрывчатых веществах [2] продемонстрировали качественное различие в механизмах явления для этих двух типов ВВ. Вследствие сильной зависимости времени реакции от температуры ударного сжатия в гомогенных ВВ наблюдаются явления срыва реакции вблизи критического диаметра заряда. В негомогенных ВВ изменение параметров детонации с уменьшением диаметра заряда происходит более плавным образом. С учетом этих обстоятельств измерения критического диаметра детонации можно использовать скорее для полуколичественной оценки кинетических характеристик или в качестве тестов для проверки расчетным путем кинетических моделей взрывчатого превращения.

Подобно длительности химпика плоской детонационной волны, критический диаметр детонации негомогенных ВВ зависит от физической структуры и плотности заряда ВВ. Это видно из рис.8.6 по данным работы [25], где приведены зависимости критического

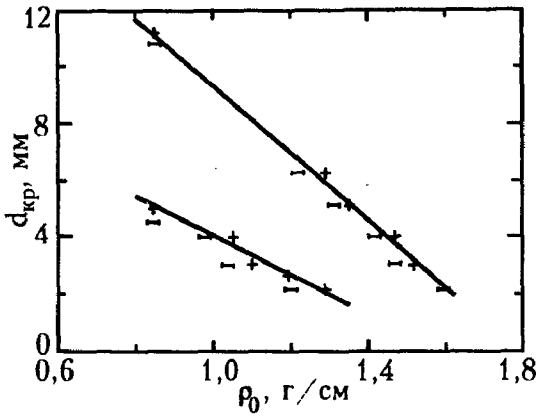


**Рис.8.6.** Зависимость критического диаметра детонации тротила от плотности заряда [25]. Верхняя кривая для размера зерна ВВ 0,07÷0,2 мм; нижняя — 0,01÷0,05 мм.

диаметра детонации от плотности заряда тротила с различным размером зерна, и рис.8.7 из работы [26], где представлены зависимости критического диаметра детонации от размера зерна для ряда ВВ при одной плотности зарядов. На рис.8.8 показано влияние механических примесей на критический диаметр детонации [27]. Видно, что введение в гомогенное ВВ (жидкий или желатизированный нитрометан) небольшого количества мелких частиц материала с высокой динамической жесткостью приводит к резкому снижению критического диаметра детонации. К аналогичным результатам приводит аэрирование жидкого взрывчатого вещества.

В работе [28] изучалось влияние температуры на критический диаметр детонации твердых и жидких ВВ. Результаты измерений, представленные на рис.8.9 показывают, что зависимость критического

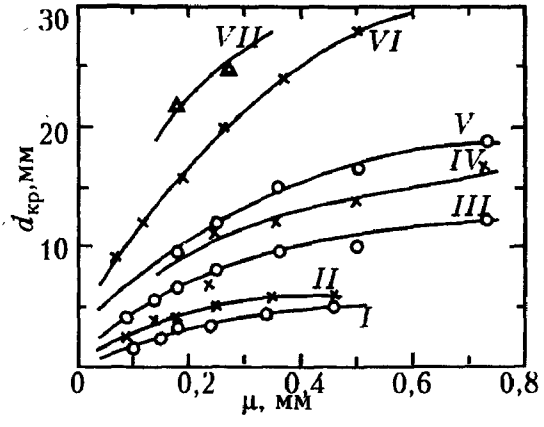


**Рис.8.7.** Зависимость критического диаметра детонации от размера зерна. Заряды плотностью 1,0 г/см$^3$ в целлофановой оболочке. I — ТЭН; II — гексоген; III — тетрил, IV — пикриновая кислота; V — тротил с кристаллическим зерном; VI — тротил с агрегатным зерном; VII — тротил+1% парафинового масла [26].

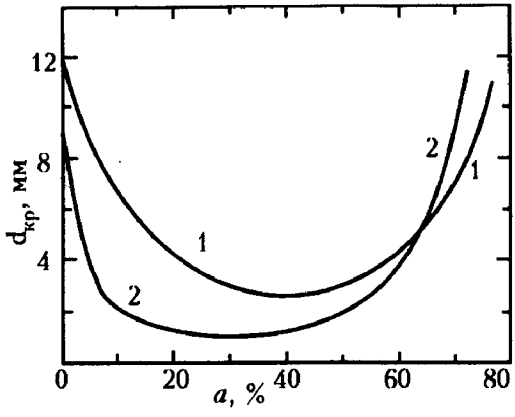


**Рис.8.8.** Зависимость критического диаметра детонации нитрометана от содержания примеси, выраженной в весовых процентах [27]. Кривая 1 — полидисперсный порошок алюминия АСД—1 с размером частиц в основном 5—10 мкм; кривая 2 — корунд МП—7 с размером частиц 7 мкм.

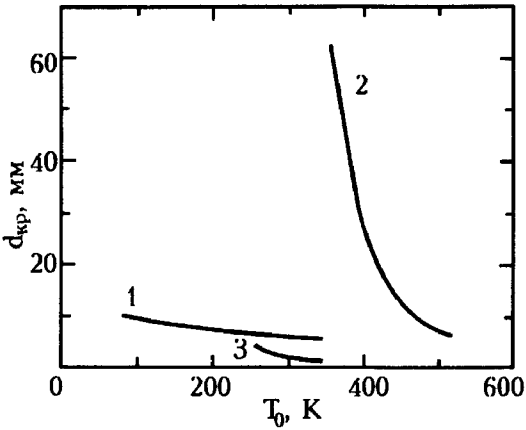


**Рис.8.9.** Зависимость критического диаметра детонации от температуры [28]. 1 — молотый тротил с плотностью 1 г/см$^3$; 2 — жидкий тротил; 3 — нитроглицерин.

диаметра от начальной температуры заряда для ВВ в твердом состоянии значительно слабее, чем для жидких ВВ. Можно отметить также, что даже при температурах, весьма близких к температуре вспышки при нормальном давлении, критический диаметр детонации жидкого тротила в несколько раз превышает критический диаметр детонации твердого мелкодисперсного тротила соответствующей плотности при комнатной температуре.

### 8.3. Инициирование детонации ударной волной

При химическом разложении скорость реакции $n$-го порядка, протекающей при абсолютной температуре $T$, выражается уравнением [29]:

$$\frac{da}{dt} = -a^n \nu \exp(-E/RT), \qquad (8.1)$$

где $a$ — концентрация реагирующего вещества, $E$ — энергия активации, $\nu$ — константа. Если $Q$ — теплота реакции, то скорость выделения тепла $\dot{q}$ будет:

$$\dot{q} = Qa^n \nu \exp(-E/RT). \tag{8.2}$$

Скорость энерговыделения быстро увеличивается с повышением температуры. В адиабатических условиях выделяющиеся тепло расходуется на нагревание реагирующего вещества, что приводит к ускорению реакции. Таким образом, скорость процесса экспоненциально возрастает — происходит тепловой взрыв. Характерное время задержки или адиабатический период индукции теплового взрыва выражается формулой [30]:

$$\tau_{ад} = \frac{c\rho RT_0^2}{QE\nu} \exp(E/RT), \tag{8.3}$$

$c$ и $\rho$ — удельная теплоемкость и плотность вещества, $T_0$ — начальная температура.

Инициирование детонации ударной волной по механизму адиабатического теплового взрыва наблюдается в гомогенных взрывчатых веществах [2, 31]. Ударная волна нагревает ВВ и вызывает в нем относительно медленную реакцию разложения. Так как процесс протекает практически в адиабатических условиях, вблизи границы заряда, где вещество наибольшее время находится в ударно-сжатом состоянии, развивается тепловой взрыв. В результате, по прошествии времени индукции, давление у границы заряда резко возрастает, в сжатом веществе формируется детонационная волна, которая затем нагоняет фронт инициирующей ударной волны и далее распространяется по несжатому веществу (рис.8.10).

Измерения времени задержки инициирования детонации ударно-сжатых гомогенных ВВ используются для определения констант термической кинетики разложения веществ в ударных волнах [32—34]. С этой целью определяется зависимость времени задержки от интенсивности инициирующей ударной волны, затем с привлечением уравнения состояния вещества рассчитывается температура ударного сжатия и на основании теории адиабатического теплового взрыва по (8.3) определяются искомые константы. Результаты такого анализа для нитрометана [32, 33] и ТЭНа [34] приведены в табл.8.2. Там же указаны соответствующие константы, измеренные в изотермических условиях при атмосферном давлении.

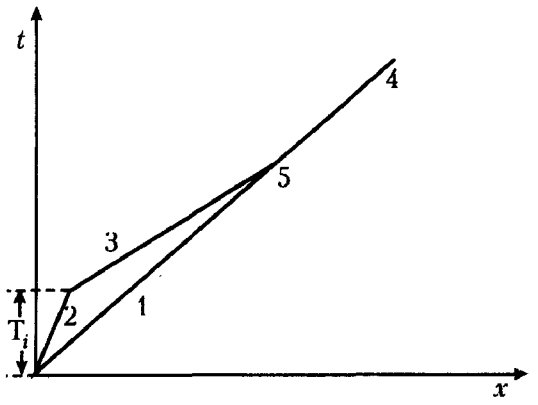


**Рис.8.10.** Формирование детонационной волны в гомогенных ВВ. 1 – фронт инициирующей ударной волны; 2 – границы заряда; 3 – детонационная волна, распространяющаяся по предварительно сжатому ВВ, 4 – нормальная детонация; 5 – пересжатая детонация; $\tau_i$ – период индукции.

Таблица 8.2

**Кинетические константы по результатам ударно-волновых измерений**

| Ударно-волновое нагружение | | | | | | Изотермические условия | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ВВ | $E$, ккал/моль | ν, 1/с | $p$, ГПа | $T$° К | Лит. | $E$, ккал/моль | ν, 1/с | Лит. |
| ТЭН | 6,4 | $5 \cdot 10^6$ | 8,5÷20 | – | [34] | 47 | $6 \cdot 10^{19}$ | [34] |
| Нитрометан | 23 | $3 \cdot 10^9$ | 6,0÷10 | – | [32] | 53,6 | $4 \cdot 10^{14}$ | [31] |
| | 18÷38 | $5{,}5 \cdot 10^{10} \div 5{,}0 \cdot 10^{13}$ | 7,0÷13 | 650÷1400 | [33] | 59 | $4 \cdot 10^{15}$ | [34] |

$P$ и $T$ – диапазон давлений и температур, в котором приведены эксперименты.

Табл.8.2 демонстрирует значительное уменьшение энергии активации в условиях ударно-волнового сжатия по сравнению с изотермическими условиями. Нужно сказать, что точность определения констант термической кинетики разложения взрывчатых веществ в ударных волнах весьма чувствительна к погрешностям уравнения состояния. На этом основании в [35], где проведены подобные измерения для нитрометана, оспаривается влияние ударного сжатия на кинетику термического разложения взрывчатых веществ. С другой стороны, следует учитывать, что в различных диапазонах температур кинетика реакции лимитируется несколькими последовательно протекающими стадиями. Это находит отражение в различии эффективных энергий активации для различных температурных интервалов. Исследования теплового взрыва при высоких гидростатических давлениях [36, 37] продемонстрировали убывание температуры вспышки

и энергии активации для гексогена, тротила и октогена с ростом давления до 5—10 ГПа. Так для октогена при давлении 10 ГПа энергия активации найдена равной 10 ± 2 ккал/моль [37]. Однако в [38] при давлениях до 5 ГПа не получено указаний на изменение энергии активации для ряда ВВ.

Большинство практически важных взрывчатых веществ не являются гомогенным и содержит разнообразные дефекты — поры, трещины, включения, границы зерен и дефекты кристаллической структуры. Физическая неоднородность приводит к неравномерному распределению энергии при деформации взрывчатого вещества ударной волной. Ударное сжатие негомогенных ВВ сопровождается образованием так называемых «горячих точек» или очагов, в которых зарождается реакция разложения [39]. Менее нагретая масса ВВ сгорает затем в волнах реакции, распространяющихся из очагов.

Гипотеза инициирования взрыва в очагах была выдвинута и обоснована Ф.П.Боуденом и А.Д.Иоффе при исследованиях возбуждения взрыва конденсированных ВВ механическим ударом [40]. К основным механизмам образования очагов при ударе они относили адиабатическое сжатие газовых включений, трение между частицами вещества и частицами примесей, вязкостный нагрев взрывчатого вещества при высокоскоростном деформировании. Необходимость введения понятия «горячих точек» в описание процесса инициирования негомогенных ВВ ударной волной обусловлено тем фактором, что в инициирующих ударных волнах среднеобъемная температура взрывчатого вещества оказывается слишком низкой, чтобы вызвать наблюдаемое быстрое разложение. Очаговый характер процесса не исключает, разумеется, вклад гомогенного разогрева в объемное разложение ВВ, однако для большинства твердых взрывчатых веществ в режиме инициирования гомогенный разогрев, по-видимому, не является определяющим.

Без детализации механизма возникновения очагов разложения общая схема ударно-волнового инициирования в негомогенных взрывчатых веществах представляется в следующем виде [39, 41, 42]. Вследствие физической неоднородности вещества часть энергии ударного сжатия локализуется в отдельных «горячих точках», что приводит к возбуждению в них экзотермической реакции разложения. Выделяющееся тепло частично отводится в окружающее очаг вещество, а частично остается в очаге, увеличивает его температуру и тем самым ускоряет процесс разложения. Развитие процесса определяется соотношением скоростей тепловыделения экзотермической реакции и теплоотвода в окружающее холодное вещество. Если

преобладает тепловыделение, то возникает прогрессивный рост температуры очага и скорости реакции — происходит тепловое самовоспламенение. В противном случаен реакция в очаге прекращается. Так как теплопотери пропорциональны площади поверхности очага, а количество выделяющейся энергии — его температуре и объему, то ясно, что вспышки возможны в тех очагах, размеры которых выше некоторого предельного для данной температуры. Согласно работе [43], критическое соотношение между радиусом сферического очага $r$, его температурой $T_1$ и температурой окружающей очаг основной массой ВВ $T_0$ имеет вид:

$$\frac{r_{кр}^2 QE\nu}{\lambda R T_{кр}^2} \exp(-E/RT) \cong 12{,}1 \left[ \ln \frac{E}{RT_{кр}^2} \left( T_{кр} - T_0 \right) \right]^{0{,}6}, \qquad (8.4)$$

где $\lambda$ — коэффициент теплопроводности. Для всех $T_1 > T_{кр}$ и $r > r_{кр}$ по прошествии периода индукции наступает взрыв. Период индукции самовоспламенения очага близок к адиабатическому периоду индукции, выражаемому формулой (8.3).

Из общих соображений следует, что размеры создаваемых ударной волной «горячих точек» должны быть примерно пропорциональны размерам неоднородностей, имеющихся в исходном веществе. Как правило, следует говорить о появлении спектра очагов. Для того, чтобы очаг мог воспламенить окружающее его вещество, его размеры должны быть больше предельных в соответствие с теорией очагового теплового взрыва [43]. Чем меньше температура очага, тем больше должны быть его размеры, чтобы обеспечить устойчивое воспламенение ВВ. Интуитивно ясно и оценки различных механизмов образования горячих точек [3, 44—46] показывают, что с увеличением амплитуды ударной волны температура очагов возрастает. Следовательно, за фронтом более сильной ударной волны образуется большее количество очагов, способных воспламенить окружающее ВВ. В дальнейшем химическая реакция развивается в форме послойного горения, скорость которого зависит от давления как $u_b = b_0 + b_1 p^d$, где $d \sim 0{,}8 - 1{,}2$ [47]. По мере разгорания очагов поверхность горения увеличивается и объемная скорость химической реакции возрастает. После объединения разгорающихся очагов наступает дегрессивная стадия горения. На этой стадии объемная скорость процесса примерно пропорциональна массовой доле непрореагировавшего ВВ в степени 2/3.

Наличие спектра очагов качественным образом изменяет динамику ударно-волнового инициирования детонации негомогенных ВВ. В отличие от однородных жидких и газообразных ВВ, в таких веществах не наблюдается выраженный период индукции, инициирующая ударная волна переходит в детонационную относительно плавно, без скачков и пересжатий. На рис.8.11 показана эволюция

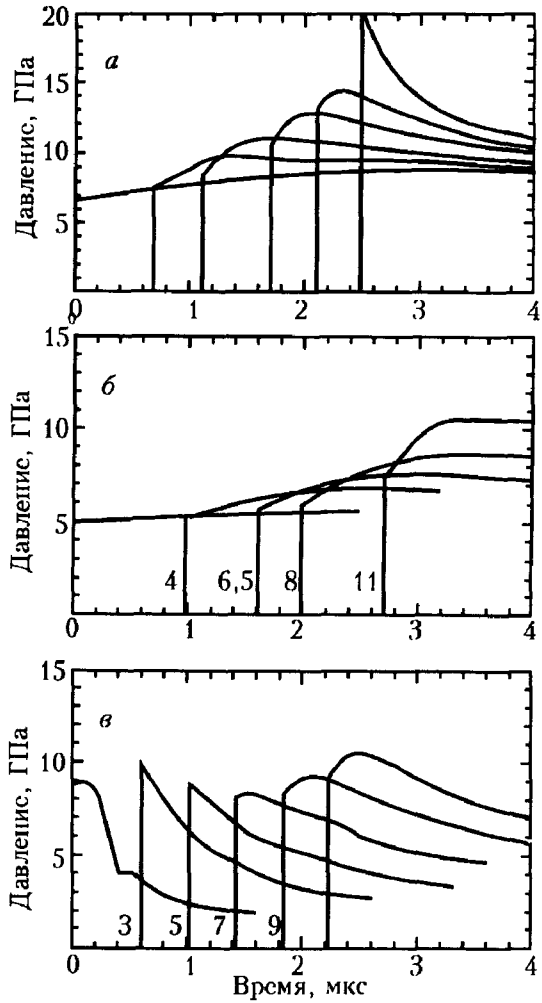


**Рис.8.11.** Эволюция профилей давления при инициировании детонации в литом тротиле [48]. *а*, *б* — инициирование ударной волной с первоначально прямоугольным профилем; *в* — удар тонкой пластиной. Цифрами указано расстояние от поверхности образца в миллиметрах.

волновых профилей давления в литом тротиле при инициировании детонации импульсами ударного сжатия различной амплитуды и длительности [48]. Развитие процесса взрывчатого превращения приводит к росту давления за скачком и непрерывному усилению ударной волны вплоть до выхода на детонационный режим. В экспериментах с коротким инициирующим импульсом наблюдается усиление ударной волны до момента ее взаимодействия с тыльной разгрузкой, а затем некоторое затухание вследствие влияния нагоняющей волны разрежения. После этого пик давления по мере развития энерговыделения трансформируется в слабый максимум и вновь начинается усиление ударной волны. При сокращении длительности импульса нагрузки возможно затухание инициирующей ударной волны до полного прекращения процесса.

Важные результаты получены при исследовании влияния скорости нагрузки на процесс инициирования твердых ВВ [49–52]. На рис.8.12 сопоставляются волновые профили при инициировании детонации взрывчатого состава PBX-9404 ударной и размытыми волнами сжатия [51]. Эксперименты показывают, что инициирование реакции подавляется размытием волны сжатия. Четких признаков энерговыделения не наблюдается до момента образования ударного скачка. После образования ударной волны происходит ее усиление, но переход в детонацию существенно задержан по сравнению со случаем инициирования ударной волной.

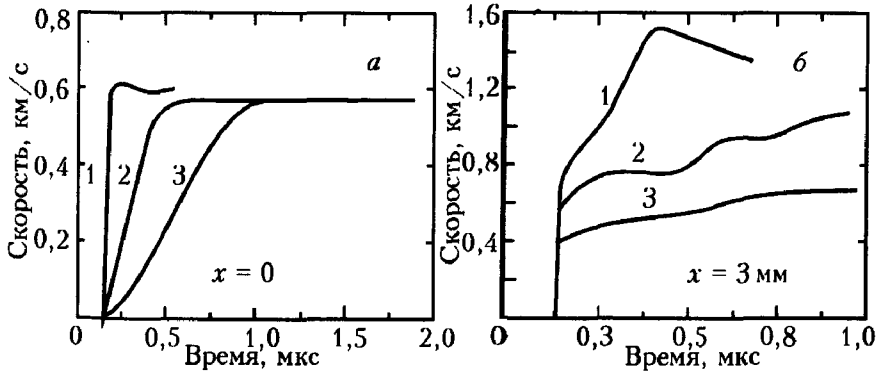


**Рис.8.12.** Влияние скорости нагрузки на процессы инициирования PBX–9404 [51]. *а* – профили инициирующих импульсов; *б* – профили скорости на расстоянии 3 мм от поверхности образца.

Изучение инициирования детонации серией ударных волн возрастающей амплитуды [39] показало, что предварительное воздействие слабым импульсом сжатия приводит к уменьшению скорости разложения вещества в более мощной инициирующей ударной волне. Эффект объясняется повышением однородности вещества при его уплотнении в слабых волнах сжатия, дезактивацией части очагов и, как результат, снижением температуры и размеров «горячих точек», образующихся в инициирующей ударной волне.

Таким образом, интенсивность ударной волны является одним из основных факторов, определяющих среднюю скорость энерговыделения в сжатом веществе. Исследование закономерностей инициирования детонации ударными волнами позволяют характеризовать чувствительность ВВ к такого рода воздействиям, получить информацию о макроскопической кинетике очагового разложения ВВ и влиянии на процесс различных структурных и термодинамических факторов.

## 8.4. Чувствительность твердых взрывчатых веществ к ударно-волновым воздействиям

Можно выделить два основных направления экспериментальных исследований ударно-волнового инициирования детонации. В первом случае определяются критические параметры ударных волн, вызывающих взрыв ВВ, либо устанавливается связь между давлением ударного сжатия и длиной преддетонационного участка [5, 39, 42, 53, 54]. Второе направление основывается на регистрации волновых профилей давления или массовой скорости, отражающих переход инициирующей ударной волны в детонационную. Первое направление исследований ориентируется главным образом на непосредственное практическое использование результатов, в то время как исследования по второму направлению дают более полные сведения о процессе, которые, в конечном счете, могут иметь значительно более широкую область применения.

Длина преддетонационного участка определяется по результатам регистрации эволюции инициирующей ударной волны. В настоящее время нет методов непрерывного измерения кинематических параметров на ударном скачке. Для определения скорости нестационарной ударной волны измеряют ее траекторию в координатах расстояние $x$ — время $t$. Дифференцирование $x-t$-диаграммы дает закон изменения скорости ударной волны по мере ее выхода на детонационный режим. Измерения проводятся с помощью реостатных датчиков [55, 56] или методом клин-теста [39].

Реостатный датчик представляет собой иглообразный зонд с размещенным вдоль его оси чувствительным элементом из высокоомного материала. Датчик устанавливается в исследуемом образце таким образом, чтобы его ось была ориентирована в направлении ударного сжатия. Механическое действие ударной волны приводит к образованию подвижного электрического контакта, который перемещается вдоль оси зонда вместе с ударной волной. В результате изменение электросопротивления датчика со временем пропорционально расстоянию, пройденному ударной волной в образце. Различные конструкции реостатных датчиков описаны в [55, 56, 65]. Метод удобен для проведения измерений в жидких и насыпных материалах в экспериментах как с плоскими, так и с осесимметричными ударными волнами.

В методе клин-теста проводится фотохронографирование выхода ударной волны на наклонную поверхность образца, плоскость которой вместе с плоскостью фронта ударной волны образует клин с заданным углом при вершине. Преобразованием с помощью клина осевых координат в координаты точек на поверхности образца достигается визуализация исследуемого процесса. Метод клин-теста обладает меньшей инерционностью, чем реостатные датчики, но может эффективно применяться только для фиксации плоских ударных волн.

На рис.8.13 приведены результаты измерений эволюции ударных волн в тротиле с плотностью 1 г/см$^3$ при размере зерен 0,1 мм и 0,37 – 1,0 мм [58]. Видно, что с уменьшением размера зерна длина преддетонационного участка сокращается. Из сопоставления кривых, полученных при разных начальных давлениях, видно отсутствие единой закономерности усиления ударной волны. Результаты экспериментов показывают также, что при равных давлениях инициирующей ударной волны длина преддетонационного участка возрастает с увеличением плотности заряда ВВ. Соответствующие данные приведены на рис.8.14 из [39].

Нужно сказать, что влияние размера зерна на инициирование детонации носит немонотонный характер. При исследовании инициирования детонации дегазированных смесей гексогена с жидкими наполнителями [59] найдено, что минимальное давление инициирования детонации возрастает от 2,5 – 4,0 ГПа при размере частиц 135 мкм до 7,5 – 9,5 ГПа при размере частиц 800 мкм. С другой стороны, уменьшение частиц ВВ до микронных размеров также сопровождается заметным снижением чувствительности. Это видно из рис.8.15, где приведены результаты измерений длины

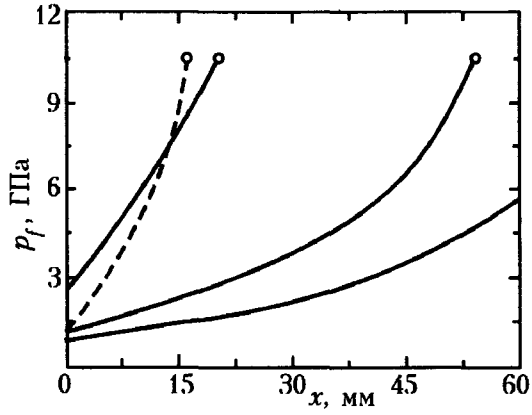


**Рис.8.13.** Эволюция ударных волн в тротиле с плотностью 1 г/см$^3$ [58]. Сплошные кривые — размер зерна 0,37÷1,0 мм; штриховая — 0,1 мм.

преддетонационного участка для двух литых мономодальных составов из гексогена и 30% полиуретана [60]. Составы, имевшие пористость менее 0,1%, отличались размерами частиц ВВ — 6 мкм и 134 мкм. Приведенные графики демонстрируют заметное превышение длины преддетонационного участка для мелкодисперсного состава при давлениях ударного сжатия ниже 10 ГПа, причем выход на детонационный режим для этого состава происходит практически скачком, как в случае гомогенных ВВ. Тем не менее, критический диаметр детонации для состава с микронными частицами оказался меньшим. Следовательно при детонационных давлениях время реакции меньше у мелкодисперсного состава. Эффект пересечения кинетических зависимостей показан на рис.8.16, где приведены результаты измерений длины преддетонационного участка для ТАТВ

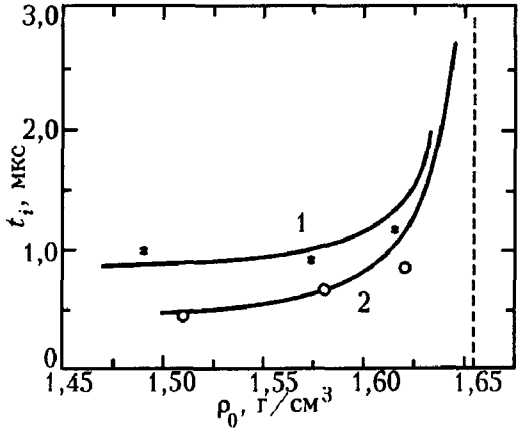


**Рис.8.14.** Зависимость длительности преддетонационного участка от плотности и размера частиц прессованного ТНТ [39]. Размер зерна: 200÷250 мкм (1); 20÷50 мкм (2). Штриховой линией показана плотность кристаллического ТНТ при начальном давлении 60±0.3 ГПа.

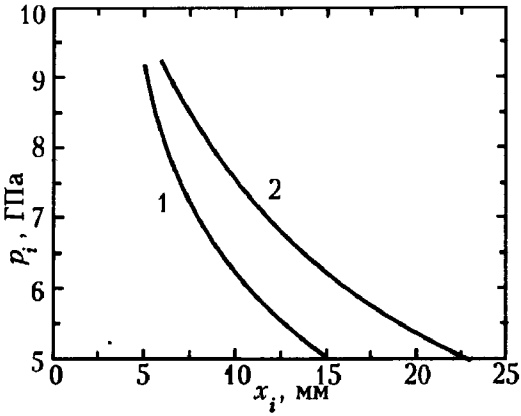


**Рис.8.15.** Связь между длиной преддетонационного участка и давлением инициирования двух литых беспористых составов из гексогена и 30% полиуретана [60]. Размер частиц 134 мкм (1); 6 мкм (2).

(триаминотринитробензол) с пористостью ~ 7% и размерами частиц преимущественно 10—25 мкм и менее 5 мкм [61]. На графиках показано также влияние температуры испытаний.

К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная информация о реакции твердых взрывчатых веществ на ударно-волновое воздействие. Однако из-за различий в конкретных условиях испытаний не всегда можно сопоставить и единообразно описать данные разных авторов. Основным препятствием для прямого количественного сопоставления результатов измерений является, наряду с возможной невоспроизводимостью характеристик ВВ, различие в условиях ударно-волнового нагружения. В частности, пороговые условия инициирования детонации определяются не только интенсивностью ударной волны, но и пространственно-временными характеристиками всего импульса ударной нагрузки. Предлагаются

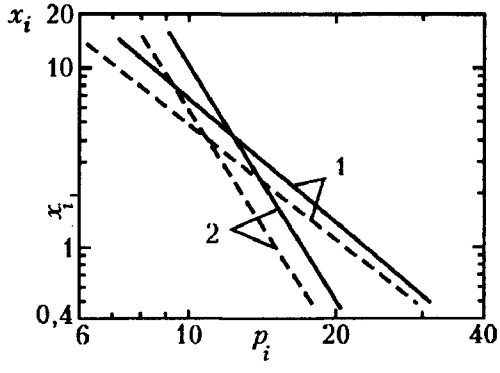


**Рис.8.16.** Зависимость длины преддетонационного участка от давления для ТАТВ [61]. Сплошные кривые получены для температуры 218° К, штриховые — 293° К. Размеры частиц 10 ÷ 25 мкм (1) и менее 5 мкм (2).

различные стандартизованные схемы ударно-волнового нагружения, обеспечивающие получение интегральных характеристик чувствительности ВВ. Одним из таких подходов является построение зависимостей давления ударно-волнового инициирования детонации от длительности инициирующего импульса [5, 54]. Импульсы одномерного сжатия различной амплитуды и длительности возбуждаются в исследуемых образцах плоским металлическим ударником, толщина и скорость которого могут варьироваться. Давление инициирующей ударной волны рассчитывается по скорости соударения и ударным адиабатам веществ, а за длительность импульса нагрузки принимается период циркуляции волн в ударнике. Строго говоря, поскольку динамическая жесткость металлических ударников значительно превышает динамическую жесткость взрывчатых веществ, полная разгрузка образца достигается несколькими циркуляциями волн в ударнике. По этой причине принятое определение длительности инициирующего воздействия не вполне корректно и является одной из причин зависимости результатов измерений от материала ударников.

Характер изменения интенсивности ударной волны в зависимости от длительности воздействия показан качественно на рис.8.17. Короткие импульсы нагрузки затухают, не вызвав заметного взрывного процесса. В импульсах большей длительности выделение энергии в результате взрывчатого превращения компенсирует спад давления в волне разрежения и вызывает усиление ударной волны вплоть до перехода ее в стационарную детонацию. На рис.8.18 на примере литого состава тротил/гексоген 50/50 показан типичный вид зависимости порогового давления инициирующей ударной волны от длительности импульса сжатия [62]. Зависимость $p_i(\Delta t)$ разделяет

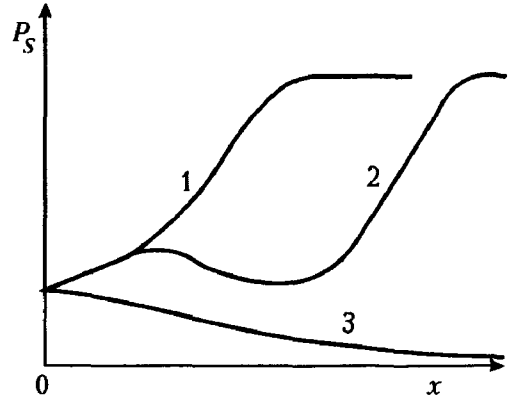


**Рис.8.17.** Характер изменения интенсивности ударной волны по глубине образца в зависимости от длительности воздействия. Кривые 1, 2, 3 соответствуют уменьшению длительности воздействия.

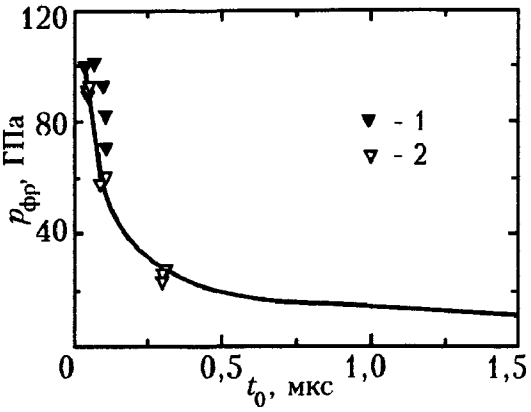


**Рис.8.18.** Зависимость критических параметров инициирования состава ТГ 50/50 от длительности воздействующего ударного импульса. 1 – детонация; 2 – нет детонации [62].

плоскость $p-t$ на две области: выше кривой лежат состояния, при которых инициируется детонация, в состояниях ниже кривой детонация не возбуждается. Положение кривой $p_i(\Delta t)$ в известной мере условно, так как вблизи предела возникновения детонации ее возбуждение носит вероятностный характер [5] и зависимость $p_i(\Delta t)$ не является, вообще говоря, единственной. Это видно из рис.8.19 из [62], где приведены результаты измерений для прессованного тротила, полученные с применением алюминиевых и стальных ударников.

Для практического использования результаты исследований должны быть суммированы в виде простых и ясных зависимостей или критериев. В разное время предложено несколько различных критериев для оценки чувствительности взрывчатых веществ к ударно-волновым воздействиям. Измерения соотношений между амплитудой и длительностью инициирующих импульсов, способных вызвать детонацию, привели к формулировке концепции критической энергии [42, 54]. Смысл его состоит в том, что предполагается существование некоторой минимальной энергии инициирующего импульса, приходящейся на единицу площади сечения, которую необходимо передать взрывчатому веществу, чтобы возбудить детонацию. Формальное выражение энергетического критерия представляется различными соотношениями:

$$p_i \cdot u_i \cdot \Delta t = \text{const},$$

$$p_i^2 \cdot \Delta t / \rho_0 D_i = \text{const},$$

$$p_i^2 \cdot \Delta t = \text{const},$$

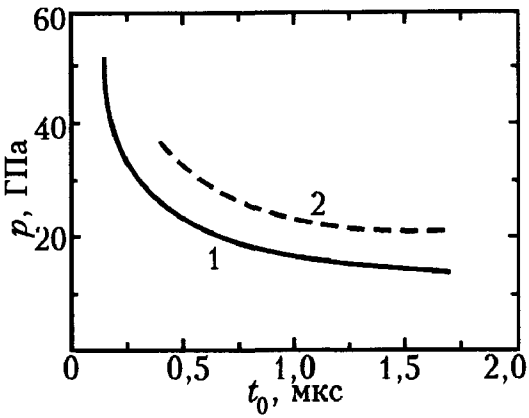


**Рис.8.19.** Зависимость критических параметров инициирования ТНТ стальным (кривая 1) и алюминиевым (кривая 2) ударником от характерной длительности импульса ударной нагрузки [62].

где $p_i$ — давление в инициирующей ударной волне, $D_i$ — ее скорость, $u_i$ — массовая скорость ВВ при этом давлении, $\rho_0$ — начальная плотность ВВ. Критерий удовлетворительно описывает экспериментальные данные в области малых значений $\Delta t$ [5] и занижает пороговое давление инициирующего импульса при больших $\Delta t$. На величину критической энергии влияют плотность заряда ВВ, размер частиц и другие факторы, такие как наличие инертных или химически активных добавок, начальная температура ВВ. Хотя экспериментальные значения порогового давления инициирования детонации зависят от длительности нагрузки, очевидно существует некоторый физический предел для этой величины. Нижней границей возможных значений давления инициирующей ударной волны является, по-видимому, предел текучести данного ВВ [41]. В этом случае энергетический критерий преобразуется к формам [64]:

$$(p_i \cdot u - p_{\min} \cdot u_{\min}) \cdot \Delta t = \text{const},$$

$$(p_i^2 - p_{\min}^2) \cdot \Delta t = \text{const},$$

$$\left[(p_i - \sigma_д)^2/\rho_0 D_i - p_{\min} \cdot u_{\min}\right] \cdot \Delta t = \text{const},$$

где $\sigma_д$ — давление начала схлопывания пор. Тонкодисперсные взрывчатые вещества обычно хуже инициируются, чем грубодисперсные, но после инициирования реакции переход процесса в детонацию происходит быстрее. Таким образом, тонкодисперсные ВВ обычно имеют более высокие значения $p_{\min}$, но они могут иметь меньшие значения критической энергии [64].

## 8.5. Эволюция ударных волн при инициировании детонации твердых взрывчатых веществ

Наиболее полную информацию о развитии процесса ударно-волнового инициирования детонации дает регистрация эволюции волновых профилей давления или массовой скорости внутри исследуемого образца. Первые измерения такого рода были проведены для литого и прессованного тротила с помощью магнитоэлектрических датчиков [65]. Неодномерность процесса и недостаточная точность измерений не позволили довести результаты этих опытов до количественного выражения закономерностей энерговыделения в ударно-сжатом ВВ. Такие данные были получены значительно позднее, но уже первые измерения продемонстрировали ряд существенных особенностей инициирования гетерогенных ВВ. Выяснилось, в частности, отсутствие сколь-нибудь выраженного периода индукции реакции разложения. Выделяющаяся в процессе разложения энергия приводит к росту давления, поступает на ударный фронт и непрерывно усиливает его вплоть до выхода на детонационный режим.

Как показано для ВВ пониженной плотности [58], усиление ударной волны может происходить даже в отсутствии области нарастания давления за скачком. Для определения ускорения ударной волны рассмотрим с учетом законов сохранения массы и количества движения производные давления и массовой скорости вдоль траектории фронта ударной волны в координатах Лагранжа [66, 67]:

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial p}{\partial t} + D \cdot \frac{\partial p}{\partial h} = \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 D \cdot \frac{\partial u}{\partial t},$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial u}{\partial t} + D \cdot \frac{\partial u}{\partial h} = \frac{\partial u}{\partial t} + \rho_0 D \cdot \frac{\partial v}{\partial t},$$

где $D$ — скорость ударной волны, $u$ — массовая скорость вещества, $v = 1/\rho$ — удельный объем, $h$ — координата Лагранжа — $\rho_0\,\mathrm{d}h = \rho\,\mathrm{d}x$.

Исключая отсюда $\partial u/\partial t$, получим:

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} + \rho_0 D \cdot \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0^2 D^2 \cdot \frac{\partial v}{\partial t}. \qquad (8.5)$$

Будем предполагать справедливость аддитивности удельного объема смеси исходного ВВ и продуктов его разложения. При этом автоматически предполагается, что время существования возможных промежуточных продуктов пренебрежимо мало, теплообмен между исходными и конечными продуктами несущественен, а сами они

являются несмешиваемыми. В этом случае массовая доля конечного продукта в пренебрежении тепловыми эффектами выражается в виде:

$$\alpha = \frac{v(p) - v_1(p)}{v_2(p) - v_1(p)}, \tag{8.6}$$

где $v$ – удельный объем смеси, $v_1$, $v_2$ – удельные объемы исходного и конечного продуктов, соответствующие давлению $p$. Скорость изменения удельного объема смеси определяется выражением:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \alpha \cdot \frac{\partial v_2}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + (1 - \alpha) \cdot \frac{\partial v_1}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + (v_2 - v_1) \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t}. \tag{8.7}$$

Учитывая малость ширины ударного перехода, следует принять за скачком $\alpha = 0$. Учитывая также, что $\partial v_1/\partial p = -1/\rho_0 a_1^2$, где $a_1$ – лагранжева скорость звука в веществе, при ударной адиабате в виде $D = c_0 + b \cdot u$:

$$\frac{dp}{dt} = \rho_0 \frac{2D - c_0}{b} \cdot \frac{dD}{dt}, \qquad \frac{du}{dt} = \frac{1}{b} \cdot \frac{dD}{dt},$$

получаем из (8.5) – (8.7):

$$A \cdot \frac{dD}{dt} = B \cdot (v_2 - v_1) \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t},$$

$$A = \frac{\rho_0 (3D - c_0)\, \alpha_1^2}{b(a_1^2 - D^2)}, \qquad B = \frac{\rho_0^2 D^2 a_1^2}{a_1^2 - D^2}. \tag{8.8}$$

Так как для всех материалов, в которых возможна ударная волна, $a_1 > D > c_0$, то величины $A$ и $B$ положительны. Тогда из (8.8) следует, что при $v_2(p) > v_1(p)$ ударная волна будет ускоряться, если $\partial p/\partial t > -B(v_2 - v_1)\, \partial a/\partial t$ и затухать в противоположном случае. При $\partial p/\partial t = -B(v_2 - v_1)\, \partial a/\partial t$ с учетом (8.7) получаем:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \rho_0^2 D^2 \cdot \frac{\partial v}{\partial t},$$

то есть волна стационарна, если изменение состояния за ее фронтом соответствует прямой Михельсона. Аналогично (8.8) можно получить:

$$A' \cdot \frac{dD}{dt} = B' \cdot (v_2 - v_1) \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial t},$$

$$A' = \frac{a_1^2 + 2D^2 - c_0 D}{a_1^2 - D^2}, \quad B' = \frac{\rho_0 D a_1^2}{a_1^2 - D^2}.$$

Более полный анализ ускорения волны проведен в [68].

Таким образом, если скорость разложения ВВ непосредственно за ударным скачком конечна, то ударная волна в ВВ может усиливаться даже если давление и массовая скорость за ее фронтом падают. Если же начальная скорость разложения равна нулю, то ударная волна усиливается только в том случае, когда давление и массовая скорость за ее фронтом возрастают.

Эти два типа эволюции ударных волн в ВВ наблюдались в первых работах по регистрации волновых профилей при ударно-волновом инициировании детонации. В частности, для тротила высокой плотности наблюдалось образование профилей для $u(t)$ с «горбом», из которого затем формируется нормальный детонационный профиль массовой скорости с химпиком [65]. Для малоплотных зарядов, где условия инициирования разложения отдельных зерен ВВ с поверхности благодаря их прогреву более благоприятны, наблюдалось усиление ударной волны при сохранении треугольного профиля массовой скорости [58].

Преобразование (8.8) дает соотношение для определения начальной скорости разложения за фронтом ударной волны по ее ускорению и градиенту давления:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{\rho_0 (3D - c_0)\, dD/dt - b(1 - D^2/a_1^2)\partial p/\partial t}{b(v_2 - v_1)\, \rho_0^2 D^2}.$$

Определение начальной скорости энерговыделения за скачком сжатия на основании анализа эволюции ударной волны в ВВ реализовано в [69].

К сожалению, все методы регистрации волновых профилей во внутренних сечениях образцов имеют некоторую инерционность. На точность измерений влияют эффекты электрической поляризации исследуемого вещества под действием ударной волны, которые вызывают появление паразитных сигналов (помех) в измерительном тракте. В результате непосредственно в области ударного скачка волновые профили фиксируются с искажениями. Следует тщательно анализировать экспериментальные данные, используемые для

определения начальной скорости разложения, чтобы полученные результаты по крайней мере не противоречили здравому смыслу. Как показано в [70], экспериментальные погрешности приводят не только к неточности получаемой зависимости, но и к искажению ее формы с появлением ложных максимумов.

Развитие экспериментальной техники стимулировало постановку количественных исследований закономерностей разложения взрывчатых веществ на всем протяжении процесса. В настоящее время реализовано два подхода к решению проблемы. В первом случае информация о формальной кинетике превращения исходного вещества в продукты взрыва извлекается непосредственно из анализа эволюции импульса одномерного ударного сжатия. Второй подход заключается в использовании экспериментальных данных для проверки математической модели процесса и уточнения ее параметров.

Прямой способ получения кинетических данных [48, 71–75] заключается в следующем. В нескольких фиксированных сечениях образца измеряются волновые профили давления или массовой скорости, отражающие эволюцию инициирующей ударной волны. По этим данным восстанавливается ход изменения состояния выделенных частиц вещества в координатах давление – удельный объем. Каждой точке такой траектории соответствует определенный момент времени. В предположении аддитивности удельных объемов и энергий исходного ВВ и продуктов его разложения, каждой точке траектории изменения состояния приводится в соответствие определенная концентрация продуктов взрыва. Таким образом, для каждой выделенной частицы определяется закон изменения глубины разложения со временем.

Способы построения траекторий изменения состояния вещества по серии измеренных профилей давления или массовой скорости обсуждаются в [67, 74–80]. Согласно [79, 80] рассматриваются производные давления и массовой скорости вдоль набора «путевых линий» – выделенных траекторий на плоскости $x-t$. Экспериментальная информация «привязана» к фиксированным лагранжевым координатам, поэтому и анализ проводится в субстанциональных координатах Лагранжа. Рассмотрение производных давления и массовой скорости вдоль путевых линий совместно с уравнениями сохранения массы и количества движения дает:

$$u(h, t) = u_s - v_0 \int_{t_s}^{t} \left( \left. \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}h} \right|_L - \frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \mathrm{d}t,$$

$$v(h, t) = v_s - v_0 \int_{t_s}^{t} \left( \left. \frac{du}{dh} \right|_L - \frac{1}{D} \frac{\partial u}{\partial t} \right) dt,$$

$$E(h, t) = E_s - \int_{t_s}^{t} p \frac{dv}{dt} dt,$$

где индексом «$s$» обозначены состояния за фронтом ударной волны. Направления траекторий $L$ выбираются из соображений удобства и приемлемой точности определения производных. В частности, они могут совпадать с направлениями траектории ударной волны, минимальных градиентов течения или с траекториями распространения фиксированных уровней измеряемых параметров состояния. Значения глубины разложения $\alpha(t)$ определяются по найденным величинам $p$, $v$, $E$ с привлечением уравнений состояния ВВ и продуктов взрыва.

Важен вопрос о точности получаемых таким способом результатов. Для оценки вклада, вносимого в расчет возможными экспериментальными погрешностями, в [81] волновые профили возмущались на величину до ± 2%. Для модельного вещества проведено сопоставление результатов анализа серии возмущенных профилей массовой скорости с точным аналитическим решением. Сопоставление показало, что ошибка определения $p$, $v$, $E$, $\alpha$ может в наиболее неблагоприятных случаях доходить до 3, 1, 20 и 60% соответственно. Влияние датчиков на исследуемый процесс ударно-волнового инициирования детонации обсуждается в [82, 83].

На рис.8.20 представлены траектории изменения состояния за ударным скачком в литом тротиле [48], полученные в результате обработки серий экспериментальных профилей давления, которые приведены на рис.8.11. По мере развития разложения ВВ состояния частиц отклоняются от ударной адиабаты исходного вещества и приближаются к изэнтропе продуктов взрыва. Для иллюстрации скорости процесса на траектории изменения состояния нанесены метки времени с интервалом 0,5 мкс.

На рис.8.21. приведены концентрационные кривые, описывающие изменение глубины разложения $\alpha$ выделенных частиц со временем после прохождения фронта ударной волны. Зависимости $\alpha(t)$ построены по данным рис.8.11, 8.20 в предположении аддитивностей компонент смеси. Хотя погрешность определения глубины разложения значительна, набор зависимостей $\alpha(t)$ позволяет судить об общих закономерностях процесса. Видно, в частности, что непосредственно

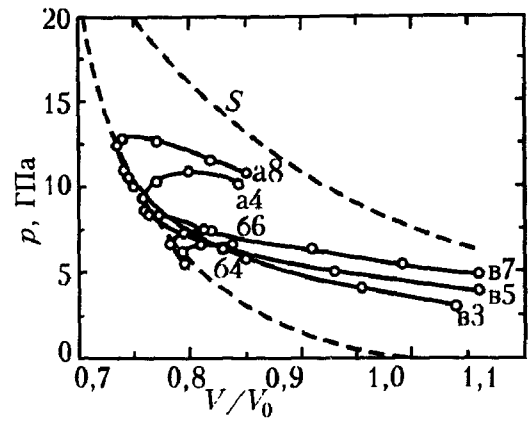


**Рис.8.20.** Траектории изменения состояния тротила за фронтом ударной волны, полученные в результате обработки приведенных на рис.8.11 экспериментальных данных. Индексы указывают серию опытов в соответствии с рис.8.11 и лагранжеву координату описываемого данной кривой слоя. *H* – ударная адиабата тротила, *S* – изэнтропа ПВ [48].

за скачком давления скорость разложения близка к нулю, с увеличением глубины разложения она растет и, в случае когда изменение давления не слишком велико, проходит через максимум в районе $\alpha \sim 0{,}2-0{,}3$. Смещение максимума скорости разложения к началу процесса легко понять, если предположить, что очаги разложения сосредоточены на поверхности зерен ВВ и число их таково, что расстояние между ними меньше размера зерна. Резкое уменьшение давления, как видно по кривым $\sigma 3$ и $\sigma 5$, приводит к падению скорости разложения.

Качественно подобные профили $\alpha(t)$ получены для состава ВН-1 на основе гексогена с плотностью 1,7 г/см$^3$ [76]. В [75] изучалось влияние формы инициирующего импульса (приблизительно прямоугольный либо ступенчатый волновой профиль) на скорость разло-

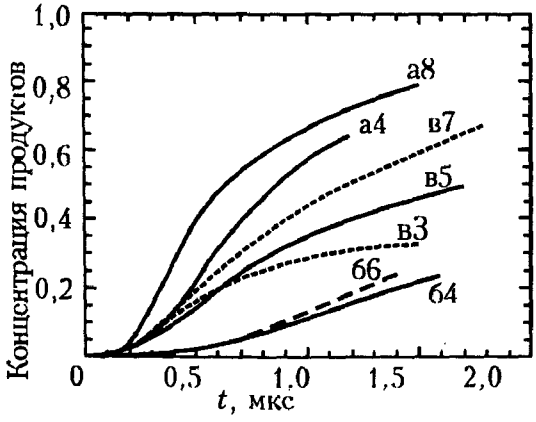


**Рис.8.21.** Изменение массовой доли ПВ $\alpha$ в зависимости от времени после ударного сжатия. Индексы соответствуют рис.8.20 [48].

жения состава PBX9501 на основе октогена. Установлено, что, помимо текущих параметров состояния, скорость процесса определяется интенсивностью первой ударной волны. В [74] наблюдался переход от одностадийной реакции к двухстадийной по мере развития детонации в смесевом составе RX-26-AF на основе октогена и TATB. Эффект объясняется различием скоростей разложения компонент.

Описанный подход сопряжен с необходимостью проведения большого объема трудоемких экспериментов при повышенных требованиях к точности измерений. Более распространен иной способ получения макрокинетической информации, основанный на сочетании измерений с математическим моделированием экспериментальной ситуации. При таком подходе центральным является вопрос о выборе рациональной кинетической модели разложения гетерогенных взрывчатых веществ. К сожалению, недостаток информации о свойствах веществ, размерах, форме и механизме образования очагов делают невозможным в настоящее время детальное описание «из первых принципов» возбуждения и распространения реакции. Отсутствие строгой, физически обоснованной модели возникновения и развития «горячих точек» частично компенсируется разнообразием полуэмпирических моделей, основанных на самых общих представлениях о характере процесса. Константы соотношений, описывающих зависимость разложения ВВ (то есть уравнений макрокинетики) от основных параметров состояния, полностью или частично подлежат экспериментальному определению. Для обсуждения определяющих факторов очагового разложения взрывчатых веществ рассмотрим более подробно имеющиеся экспериментальные и теоретические данные об этом явлении.

## 8.6. Возникновение и развитие очагов реакции при ударно-волновом инициировании детонации

Проблемы развития теории ударно-волнового инициирования гетерогенных взрывчатых веществ типичны для математического описания явлений, в основе которых лежит динамика разнообразных микродефектов. Основная трудность заключается в недостатке информации о микроскопических свойствах веществ и многообразных типов дефектов. Тем не менее, даже оценочный анализ возможных механизмов возникновения очагов и распространения реакции в объем несомненно полезен для более полного понимания явления, правильного выбора основных параметров состояния, контролирующих процесс, их функциональной связи и тенденции их изменения при варьировании физической структуры зарядов взрывчатого вещества.

Следует отметить, что даже в нормальных условиях термическое разложение твердых веществ носит негомогенный характер. Процесс инициируется на структурных неоднородностях и развивается путем роста ядер реакции [57]. В качестве возможных механизмов формирования «горячих точек» в процессе ударного сжатия обсуждаются эффекты микрокумуляции на жестких примесных частицах и в порах, пластическая работа на периферии поры, трение между частицами, растрескивание зерен ВВ при уплотнении, адиабатическое сжатие газовых включений и другие.

Гидродинамический механизм образования горячих точек при схлопывании микропустот или при взаимодействии ударной волны с жесткими включениями проанализирован в [3] путем численного моделирования этих явлений. Расчеты распространения ударных волн в объеме жидкого нитрометана, содержащим одну или несколько неоднородностей в виде замкнутых полостей, либо металлических частиц, продемонстрировали реалистичность такого механизма. Взаимодействие ударной волны с разрывами плотности вызывает образование областей повышенного давления и температуры, где возможна быстрая реакция. В случае сферической полости размер горячего пятна близок к ее начальному диаметру. Эффективность образования «горячих точек» на пустотах выше, чем на металлических частицах.

Вообще говоря, в большинстве своем поры имеют форму, значительно отличающуюся от сферической. В частности, в насыпных и прессованных зарядах поры имеют форму, близкую к звездообразной. В заряде твердого взрывчатого вещества всегда имеются микротрещины различной ориентации. При схлопывании таких пор ударной волной высока вероятность образования кумулятивных струй [84]. Торможение струи на противоположной поверхности поры сопровождается возрастанием температуры примерно пропорционально квадрату скорости торможения. Поскольку средняя эффективная скорость струи должна быть пропорциональна скачку массовой скорости на фронте ударной волны, можно ожидать, что повышение температуры в горячей точке $T_s$ будет пропорционально квадрату массовой скорости за ударной волной [64]: $T_s \approx Zu^2$. Имеются экспериментальные указания на то, что критическая массовая скорость u за фронтом инициирующей ударной волны очень слабо зависит от начальной плотности ВВ [64].

Механизм заполнения пор существенно влияет на распределение диссипированной энергии ударной волны по массе вещества. На модели пористого тела, имитируемого набором стальных шаров, показано [85], что деформация при ударном уплотнении локализуется

главным образом вблизи поверхности частиц. При этом достигается значительный адиабатический разогрев и температура приповерхностных слоев может превысить температуру плавления. В работе [86] на основании измерений скорости разлета и яркостной температуры вещества, образующегося в результате ударного сжатия порошкообразного магния, установлено, что уже при давлении 6—7 ГПа неравновесная температура вещества может достигать $(5-6)\cdot 10^3$ °K, а избыточная скорость микроструй — ~ 10 км/с. Эти эксперименты проведены с порошками магния, имеющими средний размер частиц от 1—5 до 500 мкм. С увеличением размера частиц и давления ударного сжатия регистрируемый эффект неравновесности возрастает.

Прямое фотографирование «горячих точек» в PBX-9404 при давлении ударного сжатия 2 ГПа осуществлено, в частности, в [87]. По результатам регистрации температура очагов оценивается как ~ 1500° С.

Наибольший прогресс в теоретическом анализе механизмов образования «горячих точек» достигнут в расчетах вязкопластического разогрева вещества в окрестности схлопывающейся сферической поры [44—46, 88, 89]. Проведенные расчеты показали, что разогрев вещества в ударных волнах с давлением ~ 1 ГПа даже для пор микронных размеров может достигать 1000° К и более, причем эффективный объем образующейся «горячей точки» достаточен для воспламенения окружающего вещества по механизму очагового теплового взрыва с задержкой менее $10^{-7}$с. Чем ниже давление ударного сжатия, тем больше размер пор, обеспечивающих воспламенение ВВ в инициирующей ударной волне. Некоторая неясность модели связана с плавлением вещества при столь значительных разогревах и связанным с ним падением сопротивления деформированию.

Из анализа, проведенного в работе [90], определены пространственные параметры $\delta$ и $\lambda$, связанные с начальным размером зерен и плотностью, которые влияют на характеристики ударно-волнового инициирования:

$$\delta = \frac{\alpha}{W_s}\left(\sim \frac{d\sqrt{\rho p}}{\mu}\right); \quad \lambda = \frac{s}{d},$$

где $W_s$ — ширина ударной волны, пропорциональная характеристическому размеру $x_c = \mu/\sqrt{\rho p}$, $\mu$ — коэффициент вязкости, $d$ — средний размер пор, $s$ — среднее расстояние между порами. Результаты

анализа показывают, что при $\delta \leq 1$ очаги остывают не воспламенив окружающее ВВ.

Возможность образования горячих точек в результате разогрева зон пластической деформации и образования полос адиабатического сдвига анализировалась в [92, 93]. В работе [91] на основе теории инициирования взрыва в полосах сдвига получен критерий, близкий по форме к критерию $p^2\Delta t$.

Начиная с работ Ф.П.Боудена по инициированию взрыва механическим ударом [40], в литературе обсуждается механизм возбуждения взрыва в результате зажигания ВВ адиабатически сжатым газом в порах. Реалистичность этого механизма подтверждена экспериментами с гексогеном [94], где наблюдалось зажигание ВВ адиабатически сжатым аргоном, воздухом или пропаном, заполняющим пору с размером ~ 1 мм. Сжатие образца с порой осуществлялось ударными волнами с амплитудой 0,1 – 0,5 ГПа, задержки воспламенения при этом составляли 10 – 100 мкс. Адиабатическое сжатие газовых включений в более сильных ударных волнах не влияет, как показано в [95, 96], на динамику инициирования детонации.

Неравновесный ударно-волновой разогрев вещества в окрестности мельчайших флуктуаций плотности анализировался в [99] методами молекулярной динамики. Этот механизм возбуждения реакции может играть заметную роль в сильных ударных волнах, когда ширина ударного перехода сравнима с межатомными расстояниями.

Таким образом, имеется целый ряд реалистичных механизмов образования очагов реакции при ударно-волновом воздействии на взрывчатые материалы. Исследования образцов ВВ после обработки ударными волнами малой интенсивности [97, 98] позволили выявить следы разложения на трещинах, дефектах отливки, на зазорах у стенок контейнера и вблизи краев кристаллитов, однако не дали достаточных оснований для выбора доминирующего механизма образования очагов. Вероятно, следует предполагать возможным одновременное действие нескольких механизмов. Тем не менее, результаты исследований позволяют сформулировать основные качественные особенности очагового разложения взрывчатых веществ за фронтом ударной волны.

Очаги реакции образуются в результате неупругой деформации в окрестности неоднородностей, главным образом пор, практически всегда присутствующих в реальных зарядах твердого взрывчатого вещества. Следовательно, существует порог ударно-волнового инициирования, который превышает динамический предел упругости данного материала.

Основной причиной возникновения быстрой реакции в очаге является локальный разогрев вещества. Поскольку имеет место конкуренция двух процессов — рост температуры очага в результате неупругой деформации и ее снижение в результате теплоотвода в окружающее холодное вещество, то возможность образования определенного количества эффективных очагов реакции возрастает с увеличением скорости сжатия. Так как максимальная скорость сжатия достигается в ударных волнах, именно в них генерируется основная масса очагов реакции, участвующих в дальнейшем развитии процесса.

Вероятность зажигания очагом окружающего вещества возрастает с увеличением его размеров и температуры. Размеры горячих очагов в ударно-сжатом веществе пропорциональны размерам исходных неоднородностей. Поэтому крупнозернистые ВВ имеют менее высокий порог инициирования, чем мелкодисперсные [64]. Вместе с тем мелкодисперсные ВВ в исходном состоянии содержат большее число неоднородностей, поэтому при достаточно высоком давлении ударного сжатия в них образуется больше очагов, чем в крупнозернистом ВВ.

Многообразие возможных механизмов неравновесных локальных разогревов вещества на неоднородностях в ударной волне и наличие в исходном веществе пор, трещин и других дефектов структуры различного типа и размеров приводят к тому, что в ударной волне образуется спектр «горячих точек», различающихся как размерами, так и температурой. В соответствии с этим за фронтом ударной волны имеется спектр периодов индукции возникновения реакции в очагах, что в результате усреднения воспринимается в экспериментах как отсутствие выраженного периода индукции вообще. Тем не менее, при построении макрокинетических моделей следует учитывать разновременность стартов быстрых реакций в очагах. Более резкий переход инициирующей ударной волны в детонационную имеет место в мелкодисперсных ВВ, где спектр очагов сужен.

При прочих равных условиях температура в «горячих точках» возрастает с увеличением интенсивности ударной волны. Кроме того, чем выше давление ударного сжатия, тем большее количество механизмов локального разогрева принимает участие в образовании «горячих точек». В результате количество эффективных очагов реакции, способных воспламенить окружающее вещество, возрастает с увеличением интенсивности ударной волны.

Наиболее крупные несплошности в исходном веществе ликвидируются уже при относительно низких давлениях ударного сжатия; при этом только часть их образует очаги реакции. Гомогенизация ВВ в слабых ударных волнах снижает его чувствительность к последующим более сильным ударно-волновым воздействиям. Вообще говоря, этот эффект зависит от интервала времени между предварительным и последующим воздействиями. Медленная реакция на неоднородностях с повышенной температурой, неспособная воспламенить основную массу ВВ, может, тем не менее, привести к росту пор, растрескиванию вещества и образованию промежуточных продуктов с высокой чувствительностью [97, 98].

Распространение реакции из очагов в объем ВВ происходит, повидимому, путем послойного горения. Из энергетических соображений следует, что доля первоначальных очагов реакции в общей массе ВВ невелика, поэтому процесс взрывчатого превращения за фронтом ударной волны можно представить как прогрессивное разгорание сферических ядер. В процессе разгорания происходит слияние очагов, после чего наступает дегрессивная стадия горения. В результате макроскопическая скорость разложения ВВ за фронтом ударной волны в начале и конце процесса близка к нулю, а средняя скорость разложения определяется числом действующих очагов и скоростью горения. Последние два параметра зависят, помимо обсуждавшихся факторов, от начальной температуры ВВ.

## 8.7. Уравнения макрокинетики разложения твердых взрывчатых веществ в ударных волнах

Описание макрокинетики очагового разложения твердых взрывчатых веществ в ударных волнах осуществляется как путем построения последовательных моделей процесса с различной степенью детализации, так и отысканием эмпирических зависимостей.

Первый подход реализован в работах [44, 45, 100], где на основе механизма вязкопластического образования «горячих точек» и предположения о развитии химической реакции в форме горения по поверхности воспламенившихся сферических пор, удалось сформулировать замкнутую модель ударно-волновых преддетонационных процессов в высокоплотных твердых ВВ. Расчеты продемонстрировали реалистичность и плодотворность модели, однако ее практическое применение сопряжено с необходимостью определения ряда механических и теплофизических характеристик ударно-сжатого вещества, которые, обычно, достоверно не известны. Необходимость учета наличия спектра очагов резко увеличивает объем вычислений.

Перегруженность не вполне определенными константами материала даже при упрощенной физической постановке является общим недостатком разрабатываемых замкнутых физических моделей [44, 45, 100—103]. В любом случае требуется экспериментальная проверка моделей и уточнение используемых в них параметров.

Трудности построения и практического использования замкнутых моделей процесса стимулируют поиск эмпирических формально-кинетических зависимостей, пригодных для расчета процессов инициирования и детонации в широком диапазоне условий. Функциональный вид эмпирических формально-кинетических соотношений выбирается на основе самых общих и упрощенных представлений о механизме явления, а входящие в них макрокинетические характеристики материала находятся эмпирическим путем. Естественно, диапазон применимости эмпирических соотношений, вообще говоря, ограничен диапазоном состояний, имевших место в экспериментах.

Из рассмотрения очагового механизма разложения ВВ за фронтом ударной волны следует, что макроскопическая скорость разложения пропорциональна плотности действующих очагов $N$ (которая зависит от исходной структуры ВВ и интенсивности ударной волны), скорости горения $u_в$ при текущих значениях давления и температуры ВВ и средней величиной поверхности горения отдельных очагов $S$, изменяющейся по мере выгорания ВВ:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} \approx N(J - J_m, \delta') \cdot u_в(p, T) \cdot S(\alpha). \qquad (8.9)$$

Здесь $J$ — параметр, характеризующий интенсивность ударной волны, $J_m$ — пороговая интенсивность инициирующей ударной волны, $\delta'$ — параметр структуры ВВ (средний размер зерен или пор). На рис.8.22 приведены в сопоставлении с экспериментальными данными расчетные профили давления в литом тротиле, полученные с использованием простейшего макрокинетического соотношения вида [16]:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = k(E_s - E_{s0}) \cdot p \cdot \alpha^{\gamma} \cdot (1 - \alpha)^{1-\gamma}. \qquad (8.10)$$

Здесь интенсивность ударной волны характеризуется скачком удельной энергии $E_s$. Варьированием показателя $\gamma$ задается концентрация продуктов взрыва, при которой скорость разложения максимальна. В приведенном примере константы эмпирического соотношения (8.10) равны: $k = 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ кг/(с · Дж · Па), $\gamma = 0{,}3$, параметр $E_{s0}$ принят равным нулю. Учитывая упрощенность описания, согласие

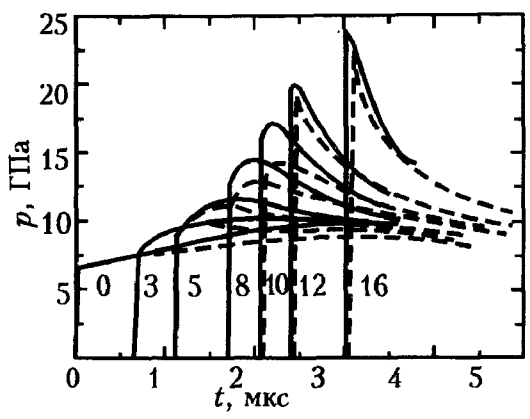


**Рис.8.22.** Сопоставление экспериментальных (штриховые линии) волновых профилей при инициировании детонации в литом тротиле с расчетом (сплошные линии), проведенным с использованием формально–кинетического соотношения (8.2). Цифрами указано расстояние от поверхности образца в миллиметрах.

между результатами расчетов и экспериментальными данными можно признать вполне удовлетворительным. В соотношение (8.10) температура в явном виде не входит. В некоторой степени ее влияние на скорость процесса, в силу его адиабатичности, неявно учитывается через давление и скачок энергии в ударной волне. Зависимость констант эмпирического уравнения макрокинетики от начальной температуры и структурных параметров ВВ должна находиться путем дополнительных экспериментальных исследований.

При использовании подхода к определению уравнения макрокинетики, основанного на сопоставлении результатов измерений и математического моделирования экспериментальной ситуации, нет необходимости в регистрации всей эволюции инициирующей ударной волны. Для этих целей могут быть использованы более простые тесты, например, регистрация волновых профилей на границе между испытуемым образцом и инертным экраном, через который в ВВ вводится ударно-волновой импульс с первоначально прямоугольным профилем давления [95]. На рис.8.23 приведены давления на контактной границе для прессованного тротила с плотностью 1,56 г/см$^3$. Расчет проведен с использованием эмпирического уравнения макрокинетики (8.10), где $\gamma = 0{,}3$, $k = 1{,}25 \cdot 10^{-9}$ кг/(с · Дж · Па). Скорость разложения прессованного тротила в пять раз выше, чем литого, что согласуется с соотношением критических диаметров детонации этих ВВ [1]. Удовлетворительно согласуются с измерениями и расчетные значения длительности химпиков стационарной детонационной волны.

Для обеспечения широкого диапазона применимости эмпирических макрокинетических соотношений в рассмотрение следует включать

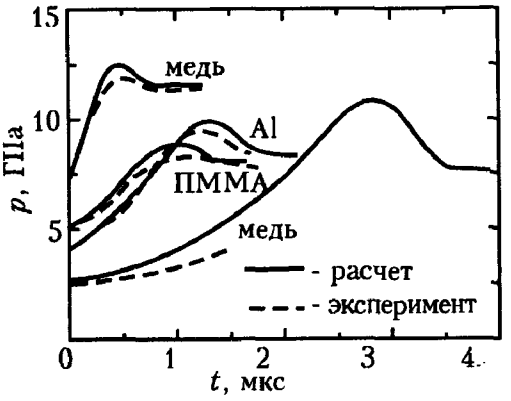


**Рис.8.23.** Профили давления в прессованном тротиле на границе с инертным экраном.

измерения, проведенные как в режиме инициирования, так и в детонационном режиме. На рис.8.24 – 8.26 приведены, в сопоставлении с расчетными данными, результаты измерений структуры зоны реакции при детонации зарядов флегматизированного гексогена с начальной плотностью 1,41 ÷ 1,67 г/см$^3$. В экспериментах заряд исследуемого ВВ находился в контакте с отражателем лазерного излучения из алюминиевой фольги, непосредственно за которым размещалось водяное «окно». Интерферометрическим методом регистрировалась скорость границы фольга – окно. В расчетах учитывались упругопластические свойства алюминия. На рис.8.27 приведены расчетные и экспериментальные данные в режиме инициирования при условиях измерений, аналогичных предыдущему примеру с прессованным тротилом. Многочисленные расчеты показали, что положение максимума давления на рис.8.27 зависит от отношения $k/\gamma$ и примерно соответствует завершению реакции на границе испытуемого заряда ВВ. В то же время интегрирование уравнения

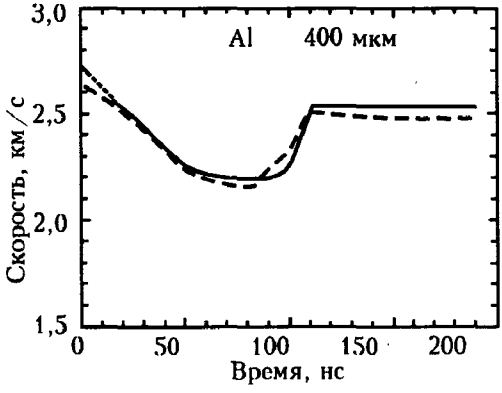


**Рис.8.24.** Сравнение экспериментальных (сплошная линия) и расчетных (штриховая линия) профилей в зоне реакции при детонации флегматизированного гексогена плотностью 1,41 г/см$^3$.

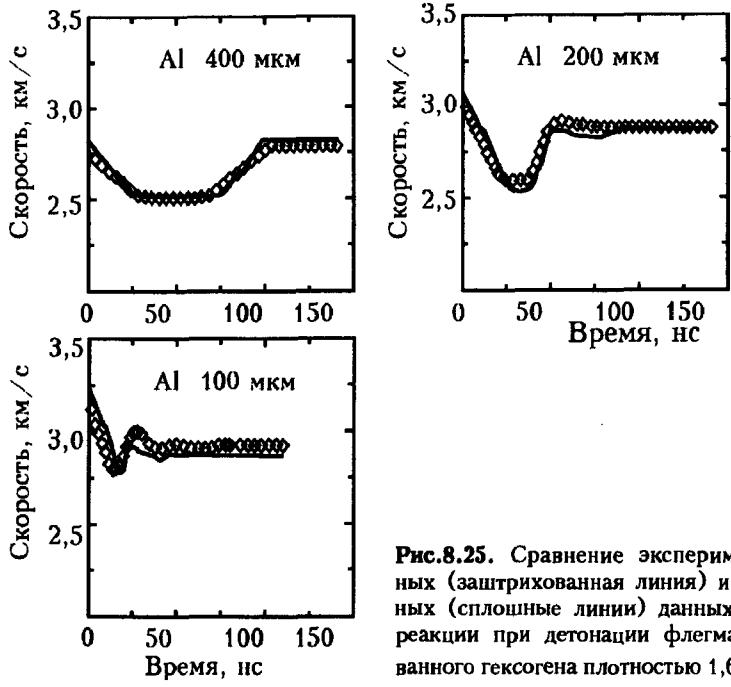


**Рис.8.25.** Сравнение экспериментальных (заштрихованная линия) и расчетных (сплошные линии) данных в зоне реакции при детонации флегматизированного гексогена плотностью 1,6 г/см$^3$.

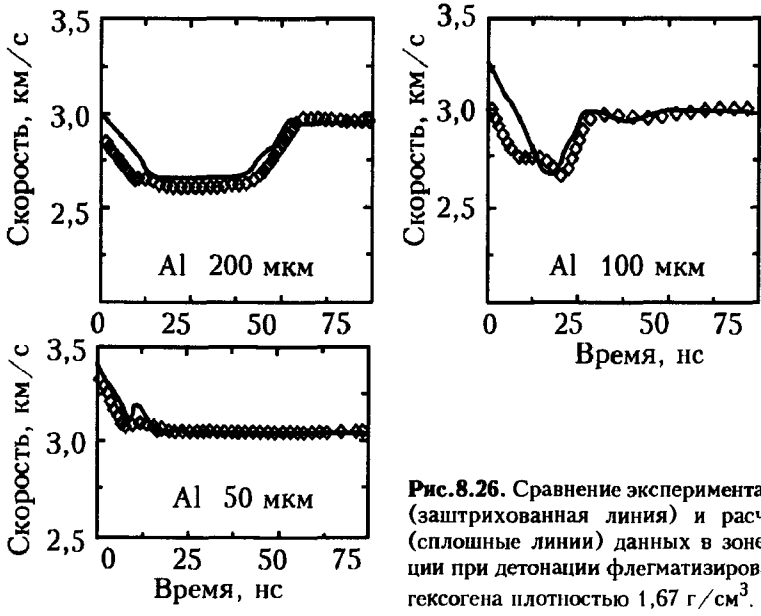


**Рис.8.26.** Сравнение экспериментальных (заштрихованная линия) и расчетных (сплошные линии) данных в зоне реакции при детонации флегматизированного гексогена плотностью 1,67 г/см$^3$.

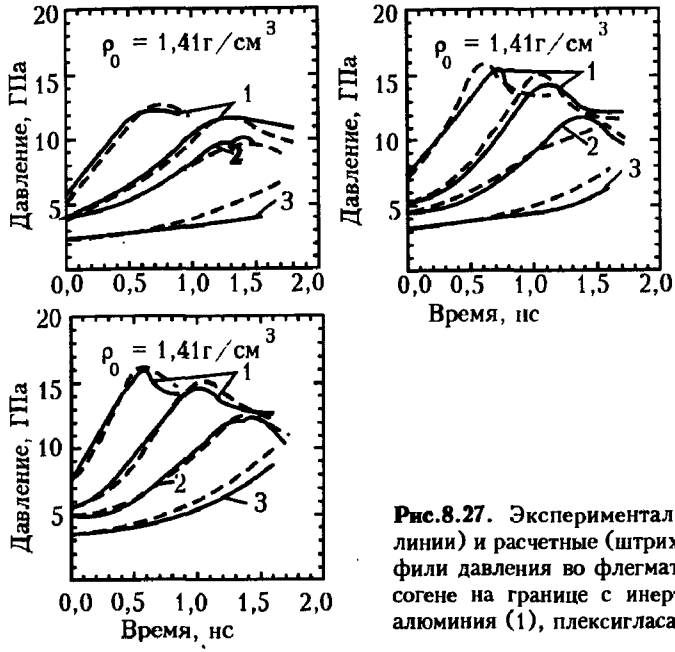


**Рис.8.27.** Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штриховые линии) профили давления во флегматизированном гексогене на границе с инертным экраном из алюминия (1), плексигласа (2) и меди (3).

макрокинетики (8.10) дает следующую оценку времени реакции в химпике:

$$\Delta t = \pi / \left\{ k \cdot \sin\left[\pi\,(1-\gamma)\right] \cdot \hat{p} \cdot E_s \right\},$$

где $\hat{p}$ — среднее значение давления в химпике. Эти два условия определяют константы уравнения макрокинетики для описания всей совокупности экспериментальных данных. Значения макрокинетических констант несколько изменяются с изменением плотности и в данном диапазоне аппроксимируются соотношениями:

$$\gamma = 0{,}13 \cdot \left(1 + \frac{0{,}2}{1{,}75 - \rho_0}\right), \quad k = 0{,}48 \cdot \left(1 + \frac{0{,}8}{1{,}72 - \rho_0}\right) \cdot 10^{-9},$$

где $\rho_0$ выражается в г/см$^3$, а размерность $k$ соответствует системе СИ. Предел инициирования в расчетах принимался во всех случаях 0,5 ГПа, что несколько ниже приведенной в [104] минимальной величины давления ударно-волнового инициирования — 0,8 ГПа. Согласно результатам математического моделирования, с уменьшением плотности ВВ начало дегрессивной стадии энерговыделения смещается к фронту ударной волны, что вполне объяснимо с точки зрения очагового механизма процесса. Действительно, чем выше пористость прессованного материала, тем большая доля поверхности зерен ВВ

соседствует с несплошностями, на месте которых в ударной волне образуются очаги реакции. В предельном случае очаги реакции покрывают всю поверхность зерен, так что после воспламенения поверхность горения только сокращается.

Разнообразные макрокинетические модели гетерогенного разложения твердых взрывчатых веществ за фронтом ударной волны обсуждаются в обзоре [6]. Здесь мы ограничимся типичными примерами. С точки зрения практической применимости эмпирические макрокинетические модели можно разделить по используемым в них определяющим параметрам состояния, по числу свободных параметров, экстраполяционным возможностям и т.д. В частности, одним из наиболее важных является вопрос о необходимости учета в явном виде температуры вещества в качестве основного фактора, определяющего скорость процесса в макроскопическом масштабе.

В работах [114, 119, 124] макрокинетическое соотношение построено на основе закона Аррениуса с учетом влияния амплитуды ударной волны на скорость реакции:

$$\dot{\alpha} = (1 - \alpha) \cdot z_0 \cdot p_s^n \cdot G(p, t) \cdot \exp(-T_*/T).$$

Константы $z_0$, $n$, $T_*$ и функция $G(p,t)$ определялись эмпирическим путем. Здесь температура рассматривается как некий средний параметр состояния, удачно коррелирующий со скоростью разложения.

В работе [105] концентрация активных очагов $N_h$ определяется через давление $p_s$ и среднюю температуру на ударном фронте $T_s$ как:

$$\dot{\alpha} = N_{0h} \cdot p_s^m \cdot \exp(-T_a/T_s), \qquad (8.11)$$

где температура активации $T_a$ является свободным параметром, $m = 2$. В предположении сферичности поверхностей горения и линейной зависимости скорости волн реакции, распространяющихся из «горячих точек», от давления, окончательно макрокинетическое уравнение представляется в виде:

$$\dot{\alpha} = M \cdot p_s^{2/3} \cdot \alpha^{2/3} \cdot \rho_{\text{пв}}^{-2/3} \cdot \rho_{\text{вв}} \cdot \exp(-T_a/3T_s). \qquad (8.12)$$

В [106] концентрация активных очагов связана с текущим значением тепловой энергии взрывчатого вещества $E_т$. Для $E_т > E^*$:

$$N_h = N_{0h} \cdot \exp(-E^*/E_т).$$

Предполагается двустадийное макрокинетическое уравнение с тем, чтобы описать как прогрессивную стадию процесса — разгорание

сферических ядер, так и дегрессивное догорание остатков при $\alpha > \hat{\alpha}$:

$$\dot{\alpha} = \begin{cases} 3\dfrac{\alpha}{R_0}\rho_{\text{пв}}\dfrac{1-\alpha}{\rho_{\text{пв}}-\rho}\left(\dfrac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3} p\,t\left(\dfrac{\alpha\rho}{\rho_{\text{пв}}}\right)^{2/3} \exp\left(-\dfrac{E^*}{3E_{\text{т}}}\right) & \text{при } \alpha \le \hat{\alpha}, \\ 3\dfrac{\alpha}{R_0}\dfrac{\rho_{\text{вв}}}{\rho_0}(1-\alpha)^{1/3} p\left(1-\dfrac{\alpha\rho}{\rho_{\text{пв}}}\right)^{2/3} \exp\left(-\dfrac{E^*}{3E_{\text{т}}}\right) & \text{при } \alpha > \hat{\alpha}, \end{cases} \tag{8.13}$$

где $R_0$ – среднее расстояние между очагами. Здесь в явном виде не учитывается вклад ударного фронта в активацию очагов. Макрокинетические уравнения (8.11)–(8.13) жестко связаны с уравнением состояния, через которое определяются тепловая составляющая удельной внутренней энергии $E_{\text{т}}$ и температура. Использование другого уравнения состояния требует коррекции констант уравнения макрокинетики. Вместе с тем, в силу адиабатичности процесса, тепловая энергия и температура ВВ определенным образом связаны с текущим давлением и параметрами прошедшей через частицу ударной волны. Было бы желательно иметь такое уравнение макрокинетики, которое содержало бы только поддающиеся экспериментальному определению параметры.

В ограниченном диапазоне давлений экспериментальные данные для литого тротила хорошо описываются уравнением макрокинетики вида [82]:

$$\dot{\alpha} = K \cdot p^{1,6} \cdot (0{,}08 + \alpha) \cdot (1-\alpha)^{2,6}. \tag{8.14}$$

Выполненные в [82] расчеты показали также, что погрешность от возмущений, вносимых в движение среды датчиками при регистрации волновых профилей во внутренних сечениях инициирующегося образца ВВ, составляет 5%. Концентрационная часть соотношения (8.14) согласуется с результатами непосредственного анализа эволюции волновых профилей [48, 92], но дает, по-видимому, заниженные скорости разложения в конце процесса.

В настоящее время широкое распространение получила модель инициирования и роста очагов реакции [107], согласно которой уравнение макрокинетики ищется в виде:

$$\dot{\alpha} = J \cdot (1-\alpha)^x \cdot (v_0/v_s - 1)^r + G \cdot (1-\alpha)^x \cdot \alpha^y \cdot p^z, \tag{8.15}$$

где константы $x = 2/9$, $y = 2/3$ или $2/9$, $z = 1{,}0-2{,}0$, $r = 4$, $J = \text{const}$, а коэффициент $G$ либо постоянен, либо зависит от

амплитуды прошедшей через частицу ударной волны. Подразумевается, что первый член в правой части (8.15) описывает инициирование разложения, а второй – его развитие. С применением уравнения макрокинетики (8.15) и его модификаций рассчитана динамика ударно-волнового инициирования широкого круга индивидуальных взрывчатых веществ и их композиций [60, 107 – 109, 118].

Различные полуэмпирические уравнения макрокинетики разложения твердых взрывчатых веществ в ударных волнах обсуждаются также в [110 – 134]. Многообразие моделей и определяющих соотношений является следствием недостаточности наших знаний об основных закономерностях этого сложного явления. Следует иметь в виду, что речь идет о приближенных соотношениях. Расхождение до 15 – 20% между расчетом и экспериментальными данными обычно считается вполне приемлемым. Повидимому, точность описания можно считать удовлетворительной, если в расчетах удается воспроизвести широкий набор экспериментальных данных, включающий детонационные процессы и предельные режимы инициирования импульсами ударной нагрузки различной длительности.

В настоящее время макрокинетическое описание процессов энерговыделения в ударных волнах получено для большинства практически важных ВВ. Большое количество работ [103, 107, 110 – 119, 130] посвящено исследованиям пластифицированного октогена PBX-9404 (94% октогена, 3% нитроцеллюлозы, 3% хлорэтиленфосфата) или разработке моделей явления на примере этого состава. Кинетика разложения литого и прессованного тротила исследовалась в работах [16, 17, 48, 72, 82, 83, 101, 102, 105, 107, 122, 133, 134]. Сведения о макрокинетических характеристиках триаминотринитробензола (ТАТВ) приведены в [107, 115, 123 – 126], соответствующие данные для составов на основе гексогена получены получены в [16, 60, 76], для ТЭНа – в [71, 107]. В ряде работ изучались закономерности энерговыделения в составах, содержащих два взрывчатых вещества. Соответствующий анализ проведен для состава RX-26-AF, содержащего 49,3% RDX, 46,6% ТАТВ и 4,1% связующего [74, 109] и сплавов тротил-гексоген, тротил-октоген [127, 128]. Макрокинетические характеристики гексанитростильбена получены в [120, 121].

Имеющийся опыт математического моделирования ударно-волнового инициирования детонации с использованием различных эмпирических макрокинетических моделей показывает, что учет в явном виде температуры или тепловой составляющей внутренней энергии в уравнениях макрокинетики не дает несомненных преимуществ в точности описания явления. Большинство обсуждаемых

моделей удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные по эволюции волновых профилей инициирующих ударных волн, зависимости длины преддетонационных участков от давления ударного сжатия, соотношения между пороговыми значениями амплитуды и длительности инициирующих импульсов в диапазоне умеренных интенсивностей ударных волн. Некоторые осложнения возникают при анализе ситуаций вблизи порога инициирования [112], причем простое введение постоянного предела лишь частично решает проблему.

С усложнением уравнений макрокинетики расширяется их применимость к описанию различных аспектов явления. Так, имеются успешные попытки количественного описания влияния начальной температуры и дисперсности ВВ на его макрокинетические характеристики [60, 125, 126, 131], ударной десенсибилизации ВВ [103, 132].

При обсуждении вопросов инициирования и распространения детонации зачастую возникает вопрос: в какой мере описание макрокинетики разложения ВВ, полученное на основании экспериментов с плоскими ударными волнами применимо к анализу пространственных течений реагирующего вещества? Окончательное решение вопроса о применимости эмпирических соотношений, вообще говоря, может быть получено только опытным путем. Соответствующие расчеты в двумерной постановке [61, 115, 123] продемонстрировали вполне приемлемую точность определения критического диаметра детонации [115] и предельных условий инициирования компактными ударниками.

Основное отличие пространственных течений от одномерных в рассматриваемом аспекте инициирования экзотермической реакции заключается в большой сдвиговой деформации среды. Большие динамические деформации сдвига сами по себе могут инициировать реакцию [92, 132], однако, в силу меньшей локализации энергии, этот процесс значительно медленнее обычно наблюдаемых в ударных волнах. При воздействии на заряд ВВ кумулятивной струи или компактного ударника возможно воспламенение ВВ в результате поверхностного трения с последующим переходом горения в детонацию. Этот механизм инициирования не реализуется в экспериментах с ударными волнами и требует специального рассмотрения.

## 8.8. Уравнения состояния взрывчатых веществ

В расчетах ударно-волновых явлений в реагирующих средах уравнение макрокинетики дополняет систему уравнений механики сплошной среды, включающую в себя уравнения сохранения массы,

количества движения и энергии и уравнения состояния исходного вещества и конечных продуктов реакции. Принципы построения уравнений состояния вещества обсуждаются в известных монографиях [136, 137] и обзорах [8, 138, 139]. Теоретическое решение этой проблемы в настоящее время возможно для областей чрезвычайно высоких давлений или малых плотностей; для умеренных сжатий наиболее перспективен полуэмпирический подход.

В работах [139, 140] развит эмпирический метод построения замкнутого уравнения состояния конденсированного вещества, основанный на измерениях ударной сжимаемости с варьированием начальной плотности образцов. Уравнение сохранения энергии для ударной волны в веществе с начальным удельным объемом $v_i$ имеет вид:

$$E - E_i = \frac{1}{2}(p + p_i) \cdot (v_i - v), \tag{8.16}$$

где $E_i$, $p_i$ — начальные значения удельной внутренней энергии и давления. Из экспериментов определяются ударные адиабаты $p(v, v_i)$ при различных начальных состояниях $p_i$, $v_i$, $E_i$. Исключая $v_i$ из (8.16) с помощью соотношения $p(v, v_i)$, получаем эмпирическое уравнение состояния $E(p, v)$, применимое в области, охваченной измерениями. Дополнением ударно-волновых измерений зависимостями удельной энтропии $S_i$ и теплоемкости при атмосферном давлении от $v_i$ определяется полное уравнение состояния вещества $E(S, v)$ или $E(p, T)$.

Серьезным ограничением применимости этого подхода является экспериментальная погрешность определения ударных адиабат. Необходимо контролировать, во-первых, точность аппроксимации экспериментальных данных $p(v, v_i)$, во-вторых, выполнимость фундаментальных термодинамических тождеств и неравенств. По этим причинам, реализовать способ определения уравнения состояния вещества путем измерений ударной сжимаемости сплошных и пористых образцов удается лишь в области относительно высоких давлений, где тепловые эффекты ударного сжатия существенно превышают экспериментальные погрешности.

Измерения ударной сжимаемости взрывчатых веществ, особенно негомогенных, пористых, осложнены процессами разложения ВВ под действием ударной волны. Так как ширина ударно-волнового перехода крайне мала, маловероятно, чтобы заметная доля вещества

претерпевала химическое превращение непосредственно в ударном фронте. Более вероятные источники погрешности связаны с потерей стационарности ударной волны в результате энерговыделения за скачком и со сложностью разделения непосредственно ударно-волнового перехода и последующего течения.

В работе [141] получено полное уравнение состояния жидкого нитрометана на основании измерений его ударной сжимаемости при различных — от точки плавления до точки замерзания — начальных температурах вещества. Отмечается, что эмпирическое уравнение состояния весьма чувствительно к погрешностям измерений термодинамических параметров как в исходном, так и в ударно-сжатом состояниях, а также к выбору соотношения, аппроксимирующего экспериментальные данные. Это, в частности, привело к нарушению термодинамического тождества в некотором ограниченном диапазоне давления.

Полуэмпирические уравнения состояния строятся в термодинамически согласованном виде на основании той или иной модели вещества и содержат константы материала, определяемые из условия описания некоторой совокупности экспериментальных данных. Чаще всего уравнение состояния ищется в форме Ми — Грюнайзена [137]:

$$p(v, E) = p_y(v) + \frac{\Gamma(v, E)}{v} \cdot [E - E_y(v)], \qquad (8.17)$$

где $E_y$ — удельная внутренняя энергия упругого сжатия, $p_y = -\mathrm{d}E_y/\mathrm{d}v$ — упругая (холодная, 0° K) составляющая давления, $\Gamma = v(\partial p/\partial E)_v$ — коэффициент Грюнайзена, который зависит в общем случае от текущих значений удельной внутренней энергии и плотности. Коэффициент Грюнайзена связан с коэффициентом объемного теплового расширения æ, теплоемкостью $C_p$ и скоростью звука $c$, определяемой сжимаемостью вещества, соотношением $\Gamma = æc^2/C_p$. Упругая составляющая давления $p_y(v)$ задается в виде потенциалов, полученных из рассмотрения той или иной модели вещества. Широко используются потенциал Борна — Майера [142]:

$$p_y = B_0 \cdot y^2 \cdot \exp[B_1(1 - y)] - B_2 \cdot y^4, \qquad (8.18)$$

Мурнагана — Берча [16]:

$$p_y = \frac{3}{2} \cdot B_0 \cdot (y^7 - y^5) \cdot \left[1 - \frac{3}{4}(4 - B_1) \cdot (y^2 - 1)\right], \qquad (8.19)$$

Морзе [143]:

$$p_y = 3 \cdot \frac{B_0}{B_1} \cdot y^2 \cdot \left\{\exp\left[2B_1(1 - 1/y)\right] - \exp\left[2B_1(1 - 1/y)\right]\right\}, \qquad (8.20)$$

где $y = (v_{0k}/v)^{1/3} = (\rho/\rho_{0k})^{1/3}$, $\rho_{0k}$ — плотность холодного вещества при нулевом давлении, $B_0$, $B_1$, $B_2$ — константы материала. Используются также выражения для упругой составляющей давления в виде полиномов или эмпирических соотношений типа модифицированного уравнения Тэта [144]:

$$p_y = \frac{B_0}{n - m} \cdot (y^n - y^m). \qquad (8.21)$$

В некоторых случаях в качестве опорной зависимости при построении уравнения состояния выбирается не изотерма $p_y(v)$, а известная изэнтропа [1] или ударная адиабата [138] вещества. В частности, в работах американских авторов для описания как исходного ВВ, так и продуктов его разложения широко применяется уравнение состояния Джонса—Уилкинса—Ли (JWL) [1, 60, 107], где в качестве опорной кривой используется изэнтропа вещества в виде:

$$P_s = A \cdot e^{-R_1 V} + B \cdot e^{-R_2 V} + C \cdot V^{-(1+\omega)}, \qquad (8.22)$$

где $V = v/v_0$, $A$, $B$, $C$, $R_1$, $R_2$, $\omega$ — константы материала.

В уравнениях состояния взрывчатых веществ обычно предполагается постоянство коэффициента Грюнайзена либо его простейшая зависимость от удельного объема в виде $\Gamma_0 v/v_0$. При построении более точных уравнений состояния конденсированных сред используют обобщающую зависимость $\Gamma(v)$ [137, 142]:

$$\Gamma(v) = \frac{\tau - 2}{3} - \frac{v}{2} \cdot \frac{(p_y \cdot v^{2\tau/3})''_V}{(p_y \cdot v^{2\tau/3})'_V} + d, \qquad (8.23)$$

где параметр $\tau$ варьируется в пределах от 0 до 2 [145—148], а нормирующая постоянная $d$ находится из условия согласования (8.23) со значением коэффициента Грюнайэена при нормальных условиях.

Учет внутренней структуры взрывчатых веществ приводит к значительным усложнениям уравнений состояния. В работах [149, 150]

для описания ВВ привлекается модель молекулярного кристалла [151]. Для уточненного описания тепловых эффектов вводятся две характеристические температуры, соответствующие низкочастотной и высокочастотной компонентам колебательной составляющей свободной энергии. С использованием для низкочастотной компоненты приближения Дебая, а для высокочастотной – приближения Эйнштейна, в [150] получен аналог уравнения состояния Грюнайзена для молекулярных кристаллов. Его согласование с экспериментальными данными достигается, как и ранее, введением ряда эмпирических параметров.

В табл.8.3 приведены ударные адиабаты ряда взрывчатых веществ, которые могут служить экспериментальной основой уравнений состояния. Для оценочных расчетов в работе [152] предложена обобщенная ударная адиабата, полученная усреднением большого количества измерений ударной сжимаемости органических веществ:

$$D = c_0 + 2 \cdot u - \frac{0{,}1}{c_0} \cdot u^2.$$

Таблица 8.3

**Ударные адиабаты взрывчатых веществ:** $D = a + b \cdot u$

| ВВ | $\rho$, г/см$^3$ | $c_0$, км/с | $a$, км/с | $b$ | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|---|
| Гексоген | 1,82 | – | 2,87 | 1,61 | [191] |
| | 1,80 | 2,62 | – | – | [192] |
| | 1,00 | – | 0,40 | 2,00 | [177] |
| Тротил | 1,614 | 2,57 | 2,39 | 2,05 | [187] |
| | 1,62 | – | 2,16 | 2,24 | [65] |
| | 1,00 | – | 0,3 | 1,85 | [58] |
| ТЭН | 1,774 | 2,32 | – | – | [193] |
| | 1,75 | – | 2,26 | 2,32 | [71] |
| | 0,82 | – | 0,47 | 1,73 | [177] |
| PBX 9404 | 1,84 | – | 2,69 | 1,72 | [111] |
| ТАТВ | 1,937 | 1,43 | 2,9 | 1,68 | [193] |
| | 1,847 | – | 2,34 | 2,316 | [187] |
| ТГ 40/60 | 1,68 | – | 2,71 | 1,86 | [187] |
| $c_0$ – скорость звука при нормальных условиях | | | | | |

Наряду с данными ударно-волновых измерений, для построения уравнений состояния взрывчатых веществ привлекаются результаты измерений изотермической сжимаемости в гидростатических условиях. Эти измерения позволяют получить информацию о состояниях холодного вещества при высоких давлениях и практически исключают

возможную погрешность, связанную с химическим превращением образца в процессе сжатия. Однако, на точность гидростатических измерений оказывает влияние фазовое состояние среды, передающей давление, а также тот факт, что для определения давления используются вторичные методы, применение которых сопряжено с построением калибровочных зависимостей.

На рис.8.28 приведены ударные адиабаты взрывчатых веществ ТАТВ и ТЭН, полученные как непосредственно из ударно-волновых измерений [71, 123, 187], так и обработкой результатов измерений изотермической сжимаемости в квазистатических условиях [153]. В обоих случаях по данным статических измерений сжимаемость оказывается более высокой. Помимо экспериментальных погрешностей, при сопоставлении этих данных следует учитывать, что рентгеноструктурный анализ, использовавшийся для определения плотности вещества при гидростатическом сжатии [153], дает значения кристаллографической плотности, которая обычно несколько превышает плотность реальной поликристаллической среды с разнообразными структурными дефектами. Аналогичным методом определена изотерма твердого нитрометана [154].

Возвращаясь к вопросу о базе ударно-волновых данных для построения уравнений состояния взрывчатых веществ, отметим, что эксперименты по регистрации эволюции ударных волн при инициировании детонации одновременно могут служить источником информации о сжимаемости исследуемого ВВ и продуктов его взрыва. Рассмотрим для примера профиль давления на поверхности образца ВВ, нагружаемого ударом достаточно толстой пластины (рис.8.29). Соответствующая диаграмма давление – массовая скорость вещества

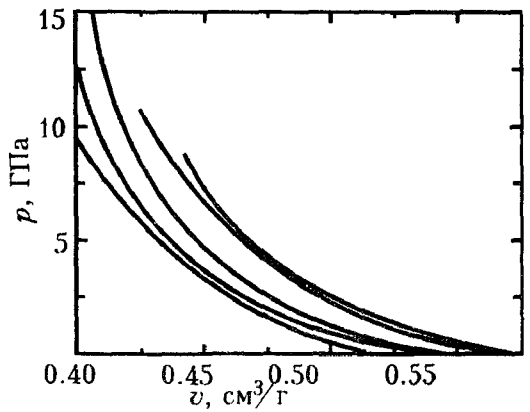


**Рис.8.28.** Ударные адиабаты взрывчатых веществ ТАТВ (1–3) и ТЭН (4,5). 1,4–[153], 2–[123], 3–[187], 5–[71].

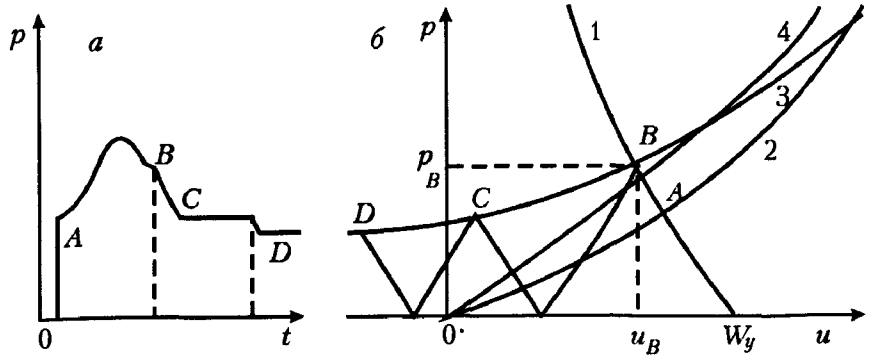


**Рис.8.29.** *а* – профили давления на границе с пластиной конечной толщины. *A* – скачок давления при нагружении ВВ пластиной; *B*, *C*, *D* – состояния, определенные пересечением изэнтропы ПВ с адиабатой ударника; *б* – определеиие точек на ударной адиабате ВВ и изэнтропе разгрузки ПВ по зависимости $p(t)$. 1 – ударная адиабата ударника; $W_y$ – его скорость; 2 – ударная адиабата ВВ; 3 – прямая Михельсона; 4 – изэнтропа ПВ, проходящая через точку Чепмена – Жуге; точки *C* и *D* соответствуют первой и второй циркуляции волн в ударнике.

также показана на рисунке. Начальное давление ударного сжатия исходного ВВ определяется иэ анализа распада разрыва скорости на поверхности соударения как точка пересечения ударной адиабаты торможения ударника, имевшего известную начальную скорость $W_y$, и ударной адиабаты образца. Следовательно, по измеренному скачку давления и известным скорости и ударной адиабате ударника определяется величина массовой скорости за фронтом ударной волны в ВВ, а затем, с помощью законов сохранения для ударной волны, степень сжатия вещества, скорость ударной волны и скачок энергии в ней. Варьированием скорости соударения и материала ударника можно получить набор точек на ударной адиабате исследуемого ВВ. После установления режима стационарной детонации, давление на поверхности соударения выходит на некоторый постоянный уровень, причем состояние на контактной поверхности соответствует пересечению адиабаты торможения экрана и изэнтропы разгрузки продуктов взрыва из точки Чепмена – Жуге. Таким образом, по величине конечного давления на контактной поверхности определяется точка $p_в$, $u_в$ на изэнтропе разгрузки продуктов взрыва. Если время регистрации превышает период циркуляции волны в ударнике, то на профиле давления фиксируется ступенчатая разгрузка. Анализ

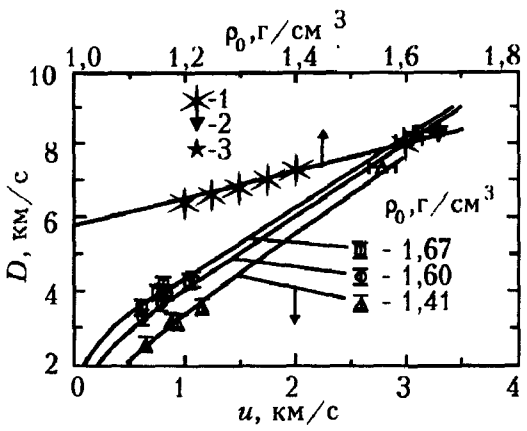


**Рис.8.30.** Ударные адиабаты флегматизированного гексогена (внизу) и зависимость скорости детонации от плотности (верхняя кривая). Точки на зависимости $D(\rho_0)$: 1–[1], 2–[188], 3–[189].

волновых взаимодействий дает возможность по значениям давления в точках $C$, $D$ получить дополнительную информацию о положении изэнтропы разгрузки продуктов взрыва.

На рис.8.30 представлены ударные адиабаты флегматизированного гексогена, рассчитанные по уравнению состояния (8.17), (8.19). Соответствующие константы приведены в табл.8.4. Экспериментальные точки при малых давлениях получены из экспериментов по инициированию детонации, верхние точки – из измерений химпиков стационарной детонации.

Таблица 8.4

**Уравнения состояния взрывчатых веществ**

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | Кривая холодного сжатия | Коэффициент Грюнайзена | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|
| Гексоген | 1,0÷1,82 | (8.18)<br>$B_0$ = 4,57317 ГПа<br>$B_1$ = 10,7624<br>$B_2$ = 6,09207 ГПа<br>$\rho_{ok}$ = 1,82 г/см$^3$ | (8.23)<br>$\tau$ = 2<br>$\Gamma_0$ = 2,2 | [142] |
| Флегматизированный гексоген | 1,41÷1,67 | (8.19)<br>$B_0$ = 13,2 ГПа<br>$B_1$ = 6,4<br>$\rho_{ok}$ = 1,72 г/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0$ = 2,4 | [16] |
| Тротил | 1,62 | (8.21)<br>$B_0$ = 7,557 ГПа<br>$n$ = 3,575<br>$m$ = 2,5<br>$\rho_{ok}$ = 1,62 г/см | $\Gamma = \Gamma_0$ = 3,11 | [144] |

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | Кривая холодного сжатия | Коэффициент Грюнайзена | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|
| Тротил | 1,61 | (8.22)<br>$A$ = 1798 ГПа<br>$B$ = – 93,1 ГПа<br>$R_1$ = 6,2<br>$R_2$ = 3,1<br>$\omega$ = 0,8926 | $\Gamma = \Gamma_0$ = 0,8926 | [107] |
| ТЭН | 1,75 | (8.22)<br>$A$ = 3746 ГПа<br>$B$ = – 131,3 ГПа<br>$R_1$ = 7,2<br>$R_2$ = 3,6<br>$\omega$ = 1,173 | $\Gamma = \Gamma_0$ = 1,173 | [107] |
| | 1,60 | (8.22)<br>$A$ = 2188 ГПа<br>$B$ = – 58 ГПа<br>$R_1$ = 7,8<br>$R_2$ = 3,9<br>$\omega$ = 0,3468 | $\Gamma = \Gamma_0$ = 0,3468 | [107] |
| | 1,00 | (8.22)<br>$A$ = 1312 ГПа<br>$B$ = – 7,84 ГПа<br>$R_1$ = 11<br>$R_2$ = 5,5<br>$\omega$ = 0,2027 | $\Gamma = \Gamma_0$ = 0,2027 | [107] |
| ТАТВ | 1,90 | (8.22)<br>$A$ = 10820 ГПа<br>$B$ = – 240,6 ГПа<br>$R_1$ = 8,2<br>$R_2$ = 4,1<br>$\omega$ = 1,251 | $\Gamma = \Gamma_0$ = 1,251 | [107] |
| PBX-9404 | 1,842 | (8.22)<br>$A$ = 20080 ГПа<br>$B$ = – 260,8 ГПа<br>$R_1$ = 9,0<br>$R_2$ = 4,5<br>$\omega$ = 0,4541<br>$E_0$ = 0,556 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0$ = 0,4541 | [112] |

В таблице не приведены значения константы $C$ в соотношении (8.22), т.к. принято равенство $\Gamma = \omega$. В этом случае, при подстановке (8.22) в уравнение состояния Ми-Грюнайзена (8.17) слагаемое $C \cdot v^{-(1+\omega)}$ исключается.

Приближенное уравнение состояния ВВ в сочетании со справочными данными по теплоемкости дает возможность оценить температуру ударного сжатия. В частности, в опытах по инициированию детонации в флегматизированном гексогене с начальной плотность 1,67 г/см$^3$ разогрев в ударной волне с амплитудой 5,5 ГПа составляет примерно 110 С. Это на сто градусов ниже температуры вспышки гексогена при пятиминутной экспозиции в нормальных условиях. Экспериментально наблюдаемое время реакции в ударной волне составляет около 1 мкс, что подтверждает негомогенность процесса энерговыделения в ударносжатом ВВ.

Более последовательный расчет температуры ударного сжатия ряда взрывчатых веществ выполнен в рамках модели молекулярного кристалла [149, 150]. В работе [155] результаты расчетов аппроксимированы линейными зависимостями температуры от давления:

$T = 407 + 58{,}6 \cdot P$ — для жидкого тротила;
$T = 247 + 42{,}3 \cdot P$ — для монокристаллическогоТНТ;
$T = 322 + 28{,}2 \cdot P$ — для гексогена;
$T = 293 + 25{,}7 \cdot P$ — для октогена;
$T = 303 + 35{,}6 \cdot P$ — для ТЭНа и
$T = 367 + 66{,}7 \cdot P$ — для жидкого нитрометана,

где давление $P$ выражено в ГПа и выше 8 ГПа. Нужно сказать, что температура ударного сжатия является более чувствительным параметром уравнения состояния, чем сжимаемость.

В работе [156] для измерения температуры ударно-сжатых ВВ проводилась регистрация спектров Римановского рассеяния монохроматического лазерного излучения. Измерения соотношения интенсивностей стоксовых и антистоксовых частот рассеянного излучения, проведенные в экспериментах с образцами монокристаллического гексогена, дали значения температуры 403° К при давлении ударного сжатия 9,5 ГПа и 485° К при 13,5 ГПа. На спектрах Римановского рассеяния гексогена не наблюдалось никакой морфологической эволюции при ударном сжатии, что рассматривается как доказательство неизменности химического состава и структуры ВВ. Измерения температуры выше 1000° К проводятся более простым путем фиксации спектров собственного излучения ударно-сжатого вещества. Такие измерения реализованы в детонационных режимах.

### 8.9. Уравнения состояния продуктов взрыва

Проблема уравнений состояния продуктов взрыва актуальна не только для решения задач инициирования и действия взрыва, но и,

что не менее важно, для термодинамического расчета параметров детонации в точке Чепмена—Жуге. В последнем случае необходимо знать термическое уравнение состояния $P = P(v, T)$. Решению этой проблемы посвящено большое количество работ, которые отчасти рассмотрены в обзорах [1, 157]. В настоящее время используются два подхода к построению уравнений состояния продуктов взрыва: описание, основанное на суммировании вклада отдельных компонентов, входящих в состав реальных продуктов взрыва и усредненное описание, при котором состав ПВ не рассматривается. Таким образом, в первом случае состояние ПВ описывается не только давлением, объемом и температурой, но и составом. При этом, основными компонентами являются $H_2O$, $N_2$, $CO_2$, CO, $H_2C$. Состав продуктов взрыва находится из условия химического равновесия.

Очевидно, уравнение состояния идеального газа или более точное уравнение реальных газов Ван-дер-Ваальса [58] можно использовать только при относительно небольших плотностях. В детонационной волне достигаются весьма высокие плотности вещества. При этом энергия взаимодействия между частицами сравнима с их кинетической энергией, что практически соответствует жидкому состоянию [146]. В этих условиях возможности теоретического описания сильно ограничены, поэтому достаточно подробно в настоящее время изучены лишь системы с простейшими потенциалами взаимодействия между частицами, в частности, системы, описываемые моделью жестких сфер [159]. Разнообразные численные расчеты, выполненные в широком диапазоне для этой модели, могут быть наилучшим образом представлены аналитически формулой Карнагана—Старлинга [160]:

$$\frac{Pv}{RT} = \frac{1 + z + z^2 - z^3}{(1 - z)^3}, \tag{8.24}$$

где $z = \pi N\sigma^3/6v = \sqrt{2}\ \pi v_c/6v$, $N$—число частиц в системе, $\sigma$—диаметр твердых сфер, $N\sigma^3/\sqrt{2} = v_c$—объем системы твердых сфер при плотнейшей упаковке. Несмотря на предельные допущения, модель твердых сфер позволяет удовлетворительно описать поведение газов при больших плотностях. В работе [164] уравнение (8.24) использовано для расчета параметров в точке Жуге и состава продуктов взрыва для одиннадцати ВВ, включая тротил, ТАТВ, нитрометан, гексоген, октоген и ТЭН. Для детального описания свойств газов при высоких давлениях более подходящей является модель «мягких»

сфер, использующая степенной потенциал отталкивания [139]. В [162] она использована для описания детонационных свойств газовых смесей.

Наряду с этими уравнениями состояния предложены многочисленные эмпирические зависимости, хорошо аппроксимирующие экспериментальные данные. В качестве такого уравнения состояния продуктов взрыва конденсированных ВВ для практических расчетов широко используется уравнение Брикли, Кистяковского, Вильсона (БКВ) [3]:

$$p = \frac{\rho RT}{M_{ср}} \cdot [1 + x \cdot \exp(\beta x)],$$

где $M_{ср}$ — средний молекулярный вес ПВ, $x = \rho K(T + \Theta)^{-\alpha}$, $K$, $\beta$, $\Theta$, $\alpha$ — эмпирические константы.

Уравнение состояния БКВ содержит пять констант определяемых, главным образом, с помощью данных по скорости и давлению детонации. В [163] сравниваются результаты расчета по уравнению состояния БКВ со стандартным и модифицированным набором констант и уравнению, основанному на модели молекулярной ячейки Леонарда — Джонса, с измеренными параметрами детонации ВВ. Отмечается, что уравнение, основанное на учете реальных молекулярных потенциалов является перспективным для расчета детонационных свойств взрывчатых веществ, однако требует трудоемкого определения входящих в него коэффициентов. Применение других уравнений состояния для описания параметров продуктов детонации в точке Чепмена — Жуге, их состава, а также сравнение результатов расчетов между собой и с экспериментальными данными можно найти в сборнике [164].

Из последних работ отметим [165], где уравнения состояния основных продуктов детонационного превращения С—, N—, H—, O— соединений получено обработкой имеющихся экспериментальных данных по динамическому сжатию конденсированных веществ. В целях получения наибольшей точности описания опытных данных, с одной стороны, и использования полученных ранее параметров потенциала межмолекулярного взаимодействия — с другой, проведено разделение давления внутренней энергии на потенциальную и тепловую составляющие. Предложенное уравнение состояния [165] хорошо описывает экспериментальные данные для ряда ВВ, в частности, зависимость скорости и температуры детонации от начальной плотности.

Основными экспериментальными данными, с которыми сравниваются результаты расчета, являются скорость детонации $D$, давление $p$ и температура $T$ в точке Чепмена—Жуге. Существующими экспериментальными методами $D$ определяется с высокой точностью, обычно не хуже 1%. Точность определения давления несколько ниже и составляет примерно 5%, отчасти из-за неопределенности выделения точки Чепмена—Жуге. Подробно этот вопрос рассматривается в [23]. Задача измерения температуры детонации, как и температуры ударного сжатия ВВ, потребовала разработки специальной экспериментальной техники. В работах [166, 167] для этой цели применялись 2-х и 4-х цветовой пирометры. Достаточно многочисленные и хорошо согласующиеся между собой данные различных авторов получены лишь для нитрометана [166—170].

Наибольшую сложность представляет экспериментальное определение состава продуктов детонации в точке Чепмена—Жуге. Перспективным в этом отношении представляется метод анализа предложенный в [171]. Свободно расширяющиеся продукты взрыва ТЭНа исследовались быстродействующим масспектрометром по мере поступления в детектор. Установлено, что частицы, ранее всего поступающие в детектор, имеют скорость от 11 км/с до 5 км/с, которая не зависит от массы частиц. В полученных спектрах масс продуктов детонации наиболее интенсивные линии дают $H_2O$, CO и $CO_2$. Меньшие по интенсивности сигналы получены также от O, HCN, HCO и $NO_2$. Состав ПВ может варьироваться с изменением условий взрывчатого превращения, например, — плотности заряда ВВ. Состав продуктов взрыва может изменяться также в процессе разлета, причем при быстрых изменениях состояния возможно «замораживание» некоторых химических реакций в ПВ [1, 190].

Столь подробная информация о химическом составе продуктов взрыва часто является избыточной для приближенных гидродинамических расчетов, ориентированных, как правило, на решение ограниченного круга конкретных вопросов. Необходимо учитывать также, что в процессе численного расчета обращение к уравнению состояния происходит примерно $10^6$ раз и его усложнение резко увеличивает время счета. Поэтому широко используется подход к построению уравнения состояния, при котором не рассматривается конкретный состав продуктов взрыва и его возможная неравновесность.

Из термических уравнений, не учитывающих состав ПВ, известно уравнение Кузнецова—Шведова для продуктов детонации

гексогена [172], в котором тщательно обоснован подход к определению тепловых составляющих давления и энергии. С использованием этого уравнения в [173] рассчитаны детонационные и ударные адиабаты ПВ гексогена для зарядов различной плотности.

Как и для ВВ, для продуктов взрыва широко используются уравнения состояния в форме Ми—Грюнайзена. В качестве опорной кривой обычно задается изэнтропа $p_s(v)$ в виде (8.22). Для ряда взрывчатых веществ применяется также более простая зависимость $p_s$ от $v$ [174]:

$$p_s = A \cdot \exp(-av) + B/v^n, \tag{8.25}$$

где $A$, $B$, $a$ и $n$ — константы. Предположения о поведении коэффициента Грюнайзена обычно близки к тем, которые делаются при построении уравнений состояния нереагирующих конденсированных веществ. В частности, принимается, что Г является функцией только объема. Учитывается, однако, что при малых плотностях продукты взрыва должны описываться уравнением состояния идеального газа с характерным значением коэффициента Грюнайзена 0,3—0,4. Т.е. если для ВВ задано значение Г при начальных условиях, то для ПВ известна асимптотика $\Gamma(v)$ при $v \to \infty$.

Экспериментальной основой для определения констант в уравнениях состояния продуктов взрыва являются параметры в точке Чепмена—Жуге, изэнтропы расширения ПВ и зависимость скорости детонации D от начальной плотности ВВ $\rho_0$. Условие прохождения изэнтропы через точку Чепмена—Жуге и условие касания в этой точке прямой Михельсона [1] дают два уравнения для определения констант. Оставшиеся свободными параметры подбираются так, чтобы наилучшим образом удовлетворить экспериментальным данным на изэнтропе разгрузки и зависимости $D(\rho_0)$. Существует несколько способов определения точек на изэнтропах разгрузки. Один из них, использующий данные полученные в экспериментах по инициированию детонации, описан выше (рис.8.29). Другой — метод преград [176, 177] — основан на измерениях взаимодействия детонационной волны с преградами различной динамической жесткости. Обычно измеряется скорость ударной волны в преграде, а затем, по известным динамическим свойствам, определяется давление на границе ПВ и преграды. Если полученные данные находятся выше точки Жуге (жесткость преграды больше жесткости ПВ), то они лежат на ударной адиабате двойного сжатия продуктов взрыва, а если ниже

(жесткость преграды ниже жесткости ПВ) — на изэнтропе ПВ. При давлениях, не сильно отличающихся от давления в точке Чепмена — Жуге, можно приближенно считать ударную адиабату двойного сжатия совпадающей с изэнтропой [1]. Этот способ использован в работах [174, 177] при нахождении изэнтроп разгрузки тротила, сплавов ТГ 50/50 и ТГ 25/75.

Для определения констант в соотношении (8.22) используется метод численного моделирования экспериментальных ситуаций. Константы подбираются так, чтобы закон движения метаемой продуктами взрыва оболочки, полученный в результате численного решения газодинамической задачи, совпадал с результатами измерений. Обычно, с помощью скоростного фотографирования исследуется движение медной цилиндрической оболочки, что позволяет провести измерения до больших степеней расширения ПВ [178]. С развитием интерферометрических методов регистрации скорости движения свободной поверхности возросла точность и локальность измерений, благодаря чему стало возможным использовать для этой цели эксперименты с симметричным метанием пластин [182].

Коэффициент Грюнайзена определяется из эмпирической зависимости скорости детонации от начальной плотности ВВ. Используя условие касания прямой Михельсона и детонационной адиабаты в точке Чепмена — Жуге, находим производную $D$ по $\rho_0$ [1]:

$$\frac{\mathrm{d}\ln D}{\mathrm{d}\ln \rho_0} = k \cdot \frac{k - 1 - \Gamma}{2k - \Gamma}. \qquad (8.26)$$

Показатель политропы в точке Жуге $k$ зависит от объема в соответствии с принятым уравнением состояния. Поэтому удовлетворить условию $\mathrm{d}D/\mathrm{d}\rho_0 = \mathrm{const}$ можно, вообще говоря, лишь считая $\Gamma$ также функцией объема. В этом смысле, соотношение (8.26) можно рассматривать как формулу для определения коэффициента Грюнайзена продуктов взрыва вместо (8.23). Если $\Gamma$ считается постоянным, то (8.26) дает оценку величины коэффициента Грюнайзена. Например, используя данные для тротила находим $\Gamma \cong 1{,}1$, что близко к значению 0,9, полученному в [174] при аппроксимации экспериментальной зависимости $D$ от $\rho_0$ в интервале $1{,}0 - 1{,}64$ г/см$^3$. Аналогично, для флегматизированного гексогена — $\Gamma \cong 0{,}33$ ($\rho_0 = 1{,}6$ г/см$^3$, $D = 8{,}18$ км/с, $\mathrm{d}D/\mathrm{d}\rho_0 = 4$ км · см$^3$/(с · г) [1], $k = 2{,}8$).

На рис.8.30 приведена, в сопоставлении с экспериментальными данными, зависимость скорости детонации флегматизированного гексогена от начальной плотности, рассчитанная по уравнению состояния продуктов взрыва в форме (8.25). Хорошее соответствие получено при Г = 0,3, что практически совпадает с оценкой по (8.26).

В широко используемом уравнении состояния JWL коэффициент Грюнайзена чаще всего считается постоянным и равным ω (8.22) [178]. Однако, удовлетворительно описать экспериментальную зависимость $D(\rho_0)$ в широком диапазоне плотностей удается лишь считая Г функцией $v$ [180, 181].

В табл.8.5 приведены уравнения состояния продуктов взрыва некоторых ВВ, константы в которых определены изложенным выше способом.

Таблица 8.5

**Уравнения состояния продуктов взрыва**

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | Опорная кривая (изэнтропа) | Коэффициент Грюнайзена | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|
| Гексоген | 1,0÷1,82 | (8.18)<br>$B_0$ = 5,62957 ГПа<br>$B_1$ = 9,0024<br>$B_2$ = 0,570347 ГПа<br>$\rho$ = 0,82 г/см$^3$ | (8.23)<br>$\tau$ = 2<br>$\Gamma_0$ = 2,2 | [142] |
| Флегматизированный гексоген | 1,41÷1,67 | (8.25)<br>$A$ = 896,16 ГПа<br>$B$ = 3,98 ГПа · см$^2$/г$^2$<br>$a$ = 10,106 г/см$^2$<br>$n$ = 2 | Г = $\Gamma_0$ = 0,3 | [16] |
| Тротил | 1,63 | (8.25)<br>$A$ = 521,7 ГПа<br>$B$ = 1,762 ГПа<br>$a$ = 7,876 г/см$^3$<br>$n$ = 1,6 | Г = $\Gamma_0$ = 0,9 | [174] |
| | 1,61 | (8.22)<br>$A$ = 371,2 ГПа<br>$B$ = 3,2306 ГПа<br>$R_1$ = 4,15<br>$R_2$ = 0,95<br>ω = 0,3<br>$E_0$ = 7,0 ГПа · см$^3$/см$^3$ | Г = $\Gamma_0$ = 0,3 | [107] |

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | Опорная кривая (изэнтропа) | Коэффициент Грюнайзена | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|
| Тротил | 1,63 | (8.22)<br>$A$ = 373,8 ГПа<br>$B$ = 3,747 ГПа<br>$C$ = 0,734 ГПа<br>$R_1$ = 4,15<br>$R_2$ = 0,90<br>$\omega$ = 0,35<br>$E_0$ = 6,0 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}35$ | [178] |
| ТЭН | 1,75–1,77 | (8.22)<br>$A$ = 617 ГПа<br>$B$ = 16,926 ГПа<br>$C$ = 0,699 ГПа<br>$R_1$ = 4,4<br>$R_2$ = 1,2<br>$\omega$ = 0,25<br>$E_0$ = 10,2 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}25$ | [107]<br>[178] |
| | 0,2–1,8 | (8.22)<br>$A$ = 1032,158 ГПа<br>$B$ = 90,57014 ГПа<br>$C$ = 3,72735 ГПа<br>$R_1$ = 6,0<br>$R_1$ = 2,6<br>$\omega$ = 0,2027<br>$E_0$ = 10,8 ГПа · см$^3$/см$^3$<br>$\rho_{ok}$ = 1,763 г/см$^3$ | $\Gamma = A_1\{1 + \text{th}[A_2(A_3 - x)]\}$<br>$+ B_1\{1 + \text{th}[B_2(B_3 - x)]\}$<br>$+ C_1\{1 + \text{th}[C_2(C_3 - x)]\}$<br>$+D_1$,<br>$A_1 = 0{,}145$, $A_2 = -6$, $A_3 = 0{,}64$<br>$B_1 = 0{,}1$, $B_2 = -10$, $B_3 = 1{,}22$<br>$C_1 = 0{,}47$, $C_2 = -6$, $C_3 = 2{,}3$<br>$D_1 = 0{,}2$, $x = \rho/\rho_{ok}$ | [180] |
| ТАТВ | 1,90 | (8.22)<br>$A$ = 654,67 ГПа<br>$B$ = 7,1236 ГПа<br>$R_1$ = 4,45<br>$R_2$ = 1,2<br>$\omega$ = 0,35<br>$E_0$ = 6,9 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}35$ | [107] |

| ВВ | $\rho_0$, г/см$^3$ | Опорная кривая (изэнтропа) | Коэффициент Грюнайзена | Лит-ра |
|---|---|---|---|---|
| PBX-9404 | 1,842 | (8.22)<br>$A$ = 852,4 ГПа<br>$B$ = 18,02 ГПа<br>$R_1$ = 4,6<br>$R_2$ = 1,3<br>$\omega$ = 0,38<br>$E_0$ = 10,2 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}3$ | [112] |
| Октоген | 1,891 | (8.22)<br>$A$ = 778,3 ГПа<br>$B$ = 7,071 ГПа<br>$C$ = 6,43 ГПа<br>$R_1$ = 4,2<br>$R_2$ = 1,0<br>$\omega$ = 0,3<br>$E_0$ = 10,5 ГПа · см$^3$/см$^3$ | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}3$ | [178] |
| ТГ 50/50 | 1,67 | (8.25)<br>$A$ = 453,9 ГПа<br>$B$ = 1,940 ГПа<br>$a$ = 7,281 г/см$^3$<br>$n$ = 1,6 | $\Gamma = \Gamma_0 + \frac{l}{\rho} \cdot e^{k/\rho}$<br>$\Gamma = 1/3$,<br>$k$ = 4,95 г/см$^3$,<br>$l$ = 7,425 г/см$^3$ | [175]<br>[176] |
| ТГ 36/64 | 1,717 | (8.22)<br>$A$ = 524,229 ГПа<br>$B$ = 7,6783 ГПа<br>$C$ = 0,82385 ГПа<br>$R_1$ = 4,2<br>$R_2$ = 1,1<br>$\omega$ = 0,34 | $\Gamma = \Gamma_0 = 0{,}34$ | [181] |

В Таблице 8.5, как и в Таблице 8.4, для некоторых ВВ значения константы $C$ в соотношении (8.22) при $\Gamma = \omega$ не приведены.

При использовании уравнений состояния необходимо учитывать, что внутренняя энергия вещества $E$ определяется с точностью до произвольной постоянной $E_0$. Если уравнение состояния единым образом описывает различные фазовые состояния среды, то значение $E_0$ может быть выбрано произвольно. В большинстве случаев для ВВ (первая фаза) и ПВ (вторая фаза) уравнения состояния строятся

независимо, поэтому произвольное задание константы одной из фаз однозначно определяет константу в уравнении состояния другой фазы. Для исходного ВВ $E_0$ определяется обычно из условия: $E = 0$ при $p = 0$ и $v = v_0$. Продукты взрыва образуются в результате химического превращения при детонации ВВ. Поэтому чтобы правильно учесть энергетический переход между фазами среды при физико-химическом превращении, необходимо согласовать внутреннюю энергию исходной $E_{ВВ}$ и вновь образующейся $E_{ПВ}$ фаз. В работе [142] константа $E_0$ в уравнении состояния ПВ находится из анализа баланса энергии при взрыве ВВ в калориметрической бомбе: $E_{ВВ}(\rho_0, T_0) = E_{ПВ}(\rho_0, T)$, где $T_0$ и $T$ — начальная температура н температура продуктов взрыва. Выделяя из $E_{пв}$ теплоту взрыва $Q(\rho_0, T_0)$ и понижая температуру продуктов от $T$ до $T_0$, получим:

$$E_{ВВ}(\rho_0, T_0) = E_{ПВ}(\rho_0, T_0) + Q(\rho_0, T_0). \qquad (8.27)$$

Отсюда определяется нормирующая константа для уравнения состояния ПВ. В (8.27) предполагается, что при взрыве ВВ все химические реакции протекают в собственном объеме взрывчатого вещества. При экспериментальном измерении теплоты взрыва в калориметрической бомбе продукты взрыва расширяются. Соответствующая поправка составляет 5—8% величины $Q$ [142].

Константа $E_0$ в уравнении состояния продуктов взрыва может быть определена также по известным параметрам детонации ВВ с начальной плотностью $\rho_0$. Для волны стационарной детонации закон сохранения энергии выражается в виде:

$$E_{ПВ}(p_{чж}, v_{чж}) - E_{ВВ}(0, v_0) = 0{,}5 \cdot p_{чж} \cdot (v_0 - v_{чж}),$$

где $p_{чж}$, $v_{чж}$ — давление и удельный объем в точке Чепмена—Жуге. При $E_{ВВ}(0, v_0) = 0$

$$E_{ПВ}(p_{чж}, v_{чж}) = \frac{D^2}{2(k+1)^2}, \qquad (8.28)$$

где $D$ — скорость детонации, $k$ — показатель политропы $p \cdot v^k = \text{const}$ продуктов взрыва в точке Чепмена—Жуге. При заданной форме уравнения состояния ПВ (8.28) определяет нормирующую константу $E_0$. В частности, для уравнения состояния идеального газа:

$$E = \frac{pv}{k-1} - \text{const}, \tag{8.29}$$

из (8.28) находим:

$$\text{const} = \frac{D^2}{2(k^2-1)}, \tag{8.30}$$

что в случае равенства константы теплоте взрыва $Q$ соответствует известному выражению для скорости детонации [1]. Определяемая таким образом константа является, вообще говоря, функцией начальной плотности заряда ВВ и несколько варьируется с изменением $\rho_0$, что связано с изменением состава ПВ. Однако, в ряде случаев этой зависимостью можно пренебречь.

### 8.10. Расчет состояний смеси ВВ и ПВ

В задачах об инициировании и развитии детонации рассматривается двухкомпонентная среда, состоящая из непрореагировавшего ВВ и продуктов взрыва. Описывать эту ситуацию можно двумя различными способами. В рамках представлений механики гетерогенных сред [182] рассматривается движение двухкомпонентной среды, т.е. законы сохранения записываются для каждой фазы с учетом их взаимодействия. Обычно принимается условие механического равновесия (равенство давлений в фазах) и используется односкоростное и однотемпературное приближение [142]. При этом учитывается лишь взаимодействие, связанное с химическим разложением ВВ. В этом случае достаточно знать уравнение состояния для каждой из фаз в отдельности. При втором подходе реагирующее ВВ рассматривается как однокомпонентная среда, уравнение состояния которой, наряду с обычными термическими переменными, содержит концентрацию ПВ. Поскольку уравнения движения такой среды значительно проще и разработаны эффективные алгоритмы решения как одномерных, так и неодномерных газодинамических течений, то второй подход используется более широко [3].

Получить явную зависимость давления от энергии, объема и массовой доли продуктов взрыва а можно лишь для простейших сред, например, когда ВВ и ПВ описываются моделью идеального газа с постоянным показателем политропы [1]. В работе [144] единое уравнение состояния предложено для тротила. Принято приближение Ми—Грюнайзена с кривой холодного сжатия (8.21) единой для ВВ и ПВ. Коэффициент Грюнайзена зависит от объема таким образом, что для ВВ он равен приблизительно 3,11, а для продуктов

взрыва (т.е. когда удельный объем больше или равен значению в точке Чепмена – Жуге) – 1,163 [144]:

$$\Gamma(v) = \gamma_0 + \frac{\Delta}{\exp\left((v - v_k)/\delta + 1\right)}, \tag{8.31}$$

где $\Delta = 1{,}973$, $\delta = 4{,}7 \cdot 10^{-3}$ см$^3$/г, $\gamma = 1{,}15$, $v_k = 0{,}4505$ см$^3$/г. Зависимость внутренней энергии от $\alpha$ принята линейной и входит в виде слагаемого $-\alpha \cdot Q$, где $Q$ – теплота взрыва для тротила. Использование единого уравнения состояния удобно при проведении численных расчетов, поскольку явная зависимость давления от $E$, $v$ и $\alpha$ не требует организации итерационного процесса при обращении к уравнению состояния.

Обоснование уравнения состояния смеси ВВ + ПВ приводит к более сложным неявным соотношениям между $p$, $v$, $E$ и $\alpha$. Общепринятыми считаются аддитивность удельного объема и внутренней энергии:

$$v = \alpha \cdot v_{\text{ПВ}} + (1 - \alpha) \cdot v_{\text{ВВ}}, \tag{8.32}$$

$$E = \alpha \cdot E_{\text{ПВ}} + (1 - \alpha) \cdot E_{\text{ВВ}}. \tag{8.33}$$

Обычно принимается также условие равенства давлений фаз:

$$p_{\text{ВВ}}(v_{\text{ВВ}}, E_{\text{ВВ}}) = p_{\text{ПВ}}(v_{\text{ПВ}}, E_{\text{ПВ}}). \tag{8.34}$$

И, наконец, последнее, четвертое предположение, не столь однозначно и связано с решением вопроса о тепловом равновесии фаз. Повидимому, наиболее последовательным является условие аддитивности энтропии [6, 185]. В этом случае могут возникнуть сложности из-за необходимости иметь полное уравнение состояния компонентов: наряду с $p$, $v$, $E$ необходимо знать энтропию. В некоторых расчетах предполагается равенство температур фаз [112, 117]. Получающаяся при этом система уравнений удобна для итерационного решения при определении давления по заданным $E$, $v$, $\alpha$, однако требует знания зависимостей температуры от давления и объема для каждой фазы. Для этого помимо калорического уравнения состояния необходимо знать теплоемкость.

По этой причине обычно в расчетах используется гипотеза о постоянстве энтропии ВВ после ударно-волнового нагружения [16, 117]:

$$\mathrm{d}E_{\text{ВВ}} = -p \cdot \mathrm{d}v_{\text{ВВ}}. \tag{8.35}$$

Преимущество ее в том, что не требуется дополнительной информации, кроме $p-v-E$ уравнения состояния для каждой из фаз.

Неоднозначность в выборе замыкающего соотношения не приводит, однако, к заметным расхождениям в результатах, полученным с использованием различных уравнений состояния смеси. Это отмечается в ряде работ [16, 117]. Авторы [117] рассмотрели процесс развития детонации при заданной кинетике разложения ВВ и различных предположениях относительно теплового равновесия фаз в смеси: в одном случае принималось равенство температур, в другом предполагалось изэнтропичность состояния частицы ВВ после ударного сжатия (рис.8.31). Оказалось, что расхождение между

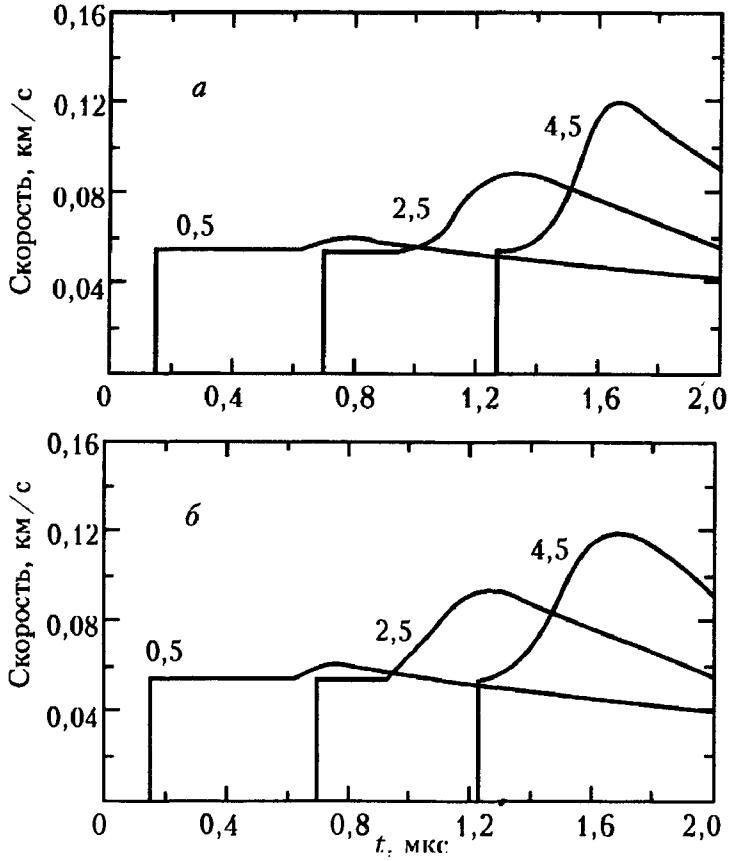


**Рис.8.31.** Расчет ударно-волнового инициирования PBX–9404 в предположении равенства температур фаз (*а*) и изэнтропического расширения конденсированной фазы (*в*) [117]. Цифрами указано расстояние от поверхности соударения в миллиметрах.

расчетными зависимостями давления от времени, полученными при различных предположениях, значительно меньше погрешности экспериментов.

Полученное уравнение состояния задает в неявном виде энергию как функцию $p$, $v$, $\alpha$. Оно не может быть в общем случае сведено к форме Ми – Грюнайзена, а сам коэффициент $\Gamma = v \cdot (\partial p/\partial E)_{V,\alpha}$ является функцией не только объема и энергии, но и состава смеси. Иными словами, для смеси $\Gamma \neq \text{const}$ даже в том случае, когда для ВВ и ПВ коэффициент Грюнайзена принимается постоянным.

Часто встречающийся в приложениях теории детонации тепловой эффект реакции $Q_{p,V} = -(\partial E/\partial\alpha)_{p,V}$ также зависит от $p$, $v$, $\alpha$ и может быть выражен через теплоты реакций при постоянном объеме $Q_V = -(\partial E/\partial\alpha)_{T,V}$ и давлении $Q_p = -(\partial H/\partial\alpha)_{T,p}$ ($H$ – энтальпия смеси) [183]:

$$Q_{p,V} = \frac{c_p Q_V - c_V Q_p}{c_p - c_V}, \qquad (8.36)$$

где $c_p$ и $c_V$ – теплоемкости.

В связи с тем, что интенсивность ударной волны является одним из основных факторов, определяющих скорость разложения ВВ за ее фронтом, встает вопрос о выделении фронта ударной волны в численных расчетах. В одномерной геометрии выделение фронта не представляет сложностей. В алгоритмах сквозного счета с искусственной вязкостью можно, например, использовать метод дифференциального анализатора. Существуют и более точные схемы, в которых фронт ударной волны рассматривается как одна из границ счетной области. На ней ставятся граничные условия, следующие из законов сохранения на разрыве. В работе [184] обсуждается алгоритм выделения фронта ударной волны в двумерной геометрии.

Таким образом, из приведенного в этой главе обзора работ видно, что в настоящее время получена обширная информация о макрокинетических закономерностях энерговыделения и уравнениях состояния взрывчатых веществ. Хотя многие важные детали процесса инициирования и развития разложения ВВ за фронтом ударной волны не вполне ясны, полуэмпирический подход к решению проблемы оказался успешным и обеспечил возможность получения количественных данных, необходимых для расчетов ударно-волновых явлений в ВВ. Несмотря на многие явные и неявные приближения, часто интуитивного характера, полученное на основании такого

подхода уравнение макрокинетики в сочетании с приближенными уравнениями состояния обеспечивает достаточно хорошую точность расчетов разнообразных ситуаций в одномерной и трехмерной геометрии. Тем не менее остается актуальным дальнейшее изучение природы очагов реакции, закономерностей их образования и развития. Только на основании строгой физической теории можно надежно прогнозировать влияние различных факторов на инициирование и распространение детонации в задачах конкретной конфигурации.

Можно указать ряд аспектов проблемы, требующих дальнейшего исследования. В частности, несомненный интерес представляет влияние начальной температуры заряда. Ее роль может проявляться не только как вклад в температуру горячих точек за фронтом ударной волны и в скорость распространения волн горения из очагов, но и в изменении физико-химических свойств исходного ВВ, что может привести к смене механизмов и пределов инициирования детонации. Требует выяснения связь между свойствами различных добавок (флегматизирующих, сенсибилизирующих и др.) и макрокинетическими закономерностями процесса. Наряду с размером зерен ВВ, на образование эффективных очагов реакции может оказать влияние и их форма. Представляет, в частности, интерес вопрос о возможной анизотропии чувствительности текстурированных (например, литых) зарядов ВВ к ударно-волновым воздействиям. Совершенно не изучен вопрос о кинетике взаимодействия продуктов взрыва с энергетическими добавками в ВВ, такими как алюминий, магний и т.д., а также процессы в ВВ, содержащих механическую смесь окислителя и горючего.

Можно ожидать более пристальное внимание к вопросам уравнений состояния взрывчатых веществ, которые разработаны, безусловно, в значительно меньшей степени, чем, например, уравнения состояния металлов. Нужны новые усилия в развитии экспериментальной техники для получения точных ударных адиабат и изотерм ВВ в широком диапазоне параметров, измерения сжимаемости продуктов взрыва, температур ВВ и ПВ. Чрезвычайно интересен вопрос о химических реакциях в продуктах взрыва в микросекундном масштабе времени. Для широкого применения методов численного моделирования необходимы уравнения состояния, которые при сохранении точности позволили бы сократить объем вычислений. В этом отношении перспективны поиски такой формы уравнения состояния, которая обеспечивала бы единообразное описание исходного ВВ, продуктов взрыва и их смеси.

# ГЛАВА 9

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФИЗИКИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

## 9.1. Принципы построения уравнений состояния на основе экспериментов с ударными волнами

В мощных ударных волнах происходят интенсивные сжатие и нагрев вещества и тем самым создается уникальная возможность исследований его фундаментальных свойств в экстремальных условиях. Сжимаемость среды под действием давления и зависимость ее плотности от температуры или энергосодержания описываются уравнениями состояния. Уравнение состояния выражает индивидуальные свойства вещества и необходимо для любых расчетов высокоэнергетических процессов в сплошной среде. По этой причине проблема широкодиапазонных уравнений состояния явилась стимулом для становления и развития физики ударных волн и до сего времени остается одним из основных направлений исследований. При решении многих современных задач возникает необходимость рассчитывать состояния вещества, находящегося в разных своих точках как в конденсированной, так и в газовой фазах одновременно. Возникает необходимость объединения теоретических представлений и экспериментальных данных для различных фазовых состояний. По этой причине мы сочли целесообразным включить в эту книгу некоторые результаты исследований в области физики неидеальной плазмы.

Наименее изученные плазменные состояний с высокой плотностью достигаются в результате ударно-волнового воздействия на вещество, находящееся первоначально либо в конденсированной, либо в газовой фазе. Высокая чистота и однородность исследуемого объема, отсутствие электрических и магнитных полей, затрудняющих диагностику и вызывающих развитие разнообразных неустойчивостей в плазме, высокая надежность и воспроизводимость результатов

делают динамические методы удобным способом получения и исследования физических свойств сильнонеидеальной плазмы [1, 2]. Применение этих методов дало возможность существенно продвинуться по шкале плазменных давлений и температур и сделало объектом лабораторных исследований состояния с чрезвычайно высокими концентрациями энергии.

Неидеальная плазма характеризуется значительным вкладом эффектов межчастичного взаимодействия — неидеальности. Поясним это понятие. При малых плотностях низкотемпературная частично ионизованная плазма может рассматриваться как смесь идеальных газов электронов, ионов и нейтральных атомов. Частицы движутся с тепловыми скоростями, лишь изредка сталкиваясь друг с другом. При повышении плотности средние расстояния между частицами уменьшаются и все большее время частицы начинают проводить, взаимодействуя друг с другом. При этом возрастает средняя энергия взаимодействия между частицами. Когда средняя энергия межчастичного взаимодействия оказывается сопоставимой с характерной кинетической энергией теплового движения, плазма становится неидеальной. Свойства такой плазмы перестают описываться простыми соотношениями теории идеальных газов и плазмы и становятся весьма необычными.

Если плазма полностью ионизована, ее состояние определяется кулоновскими взаимодействиями, специфика которых состоит в дальнодействии. Поэтому в разреженной плазме частицы движутся в слабых, но самосогласованных полях, создаваемых всем коллективом частиц. По мере сжатия энергия взаимодействия возрастает, но в нее все больший вклад начинают давать сильные парные взаимодействия. Наконец, в условиях сильной неидеальности их роль становится преобладающей. Однако парные взаимодействия начинают перекрываться, многочастичность приобретает новый характер, что все более и более усложняет их теоретическое описание. Степень неидеальности плазмы характеризуется параметром Г, который отражает отношение энергии межчастичного взаимодействия к кинетической энергии теплового движения частиц. Для идеальной плазмы $\Gamma \ll 1$.

Условия сильной неидеальности реализуются при высоких концентрациях энергии в плазме. Как показывает $P-V$ диаграмма на рис.9.1, неидеальная плазма занимает чрезвычайно широкую область состояний, непосредственно примыкая и фактически вторгаясь [2, 3] в область конденсированной фазы. Плазменная неидеальность оказывается существенной в весьма разнообразных природных

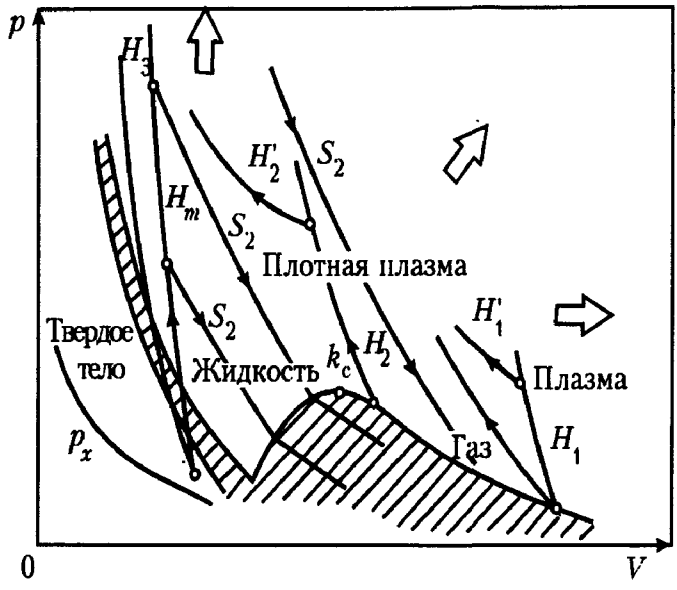


**Рис.9.1.** Схема, поясняющая принципы динамической генерации плазмы: $p_x$ – граница максимальных сжатий вещества – кривая «холодного» сжатия ($T = 0°$ K); $K_c$ – критическая точка; кружки – исходные состояния среды; $H_1$, $H_2$ – кривые сжатия цезия и инертных газов падающими и отраженными ($H_1'$, $H_2'$) ударными волнами; $H_3$, $H_m$ – сжатие сплошных и пористых металлов ударными волнами; $S_1$ – кривая адиабатического сжатия цезия; $S_2$ – адиабаты разгрузки ударно-сжатых металлов. Двухфазные области при плавлении и испарении заштрихованы.

явлениях и технических устройствах. Это плазма электронов в твердых и жидких металлах, полупроводниках и электролитах, сверхплотная плазма звездного вещества, глубинных слоев планет-гигантов Солнечной системы и других космофизических объектов. Неидеальная плазма возникает при ядерных взрывах, при взрывном испарении лайнеров пинчей и магнитокумулятивных генераторов, при воздействии мощных ударных волн, лазерного излучения, электронных и ионных пучков на конденсированное вещество и во многих других случаях. Очевидно, что сведения о свойствах плазмы чрезвычайно важны для физического анализа и расчета гидродинамических последствий такого рода воздействий. Необходимо уметь описывать состояния вещества в обширной области фазовой диаграммы: от

сильносжатого конденсированного состояния до идеального вырожденного и больцмановского газов, включая кривую кипения и окрестность критической точки.

Физическое описание плазменных состояний с высокой плотностью вещества крайне затруднено, так как определяется конкретными электронными спектрами атомов и молекул. Поэтому приоритет здесь принадлежит экспериментальным методам. Большинство элементов в нормальном состоянии являются металлами, поэтому и теплофизические исследования проводятся главным образом с металлами. Современная техника высокотемпературных измерений в статических условиях обеспечивает возможность измерений при давлениях до ~ 0,4 ГПа и температурах до ~ $5 \cdot 10^3$ К [4], что соответствует кривой кипения и окрестности критической точки таких легкокипящих металлов, как Hg, Cs, Rb. Для других металлов эти состояния недоступны для традиционной экспериментальной техники и исследуются динамическими методами. Имеющиеся возможности для импульсной генерации плазмы представлены в табл.9.1, где приведены характерные (не обязательно максимальные) параметры источников энергии, применяемых для сжатия и разогрева вещества.

Таблица 9.1

**Источники энергии и экспериментальные устройства, применяемые в физике высоких концентраций энергии**

| Первичный источник энергии | Конечная форма | Плотность энергии, МДж/см$^3$ | Температура, эВ | Давление, $10^5$ Па | Полная энергия, МДж | Длительность, с | Мощность, Вт |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Химические ВВ | – | $10^{-2}$ | 0,5 | $5 \cdot 10^5$ | $10^2$ | $.10^{-7}$ | $10^{10}$ |
| | Металл. пластины | 0,3 | 60 | $10^7$ | 3 | $10^{-6}$ | $10^{12}$ |
| | Магнит. поле 1МЭ | $4 \cdot 10^{-3}$ | 0,3 | $5 \cdot 10^4$ | 5 | $10^{-6}$ | $5 \cdot 10^{12}$ |
| | Магнит. поле 25 МЭ | 2,5 | 200 | $2{,}5 \cdot 10^7$ | 1 | $10^{-7}$ | $10^{13}$ |
| | Взрывные генераторы плазмы | $10^{-2}$ | 60 | $10^5$ | 30 | $10^{-6}$ | $10^{12}$ |

| Первичный источник энергии | Конечная форма | Плотность энергии, МДж/см$^3$ | Температура, эВ | Давление, $10^5$ Па | Полная энергия, МДж | Длительность, с | Мощность, Вт |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ядерные ВВ | — | $10^4$ | $10^7$ | $10^{10}$ | $10^{11}$ | $10^{-6}$ | $10^{22}$ |
| | Нейтрон. нагрев | 10 | 50 | $2 \cdot 10^7$ | $10^3$ | $10^{-6}$ | $10^{15}$ |
| | Уд. волны в тв. теле | 5 | 50 | $5 \cdot 10^7$ | $10^4$ | $3 \cdot 10^{-6}$ | $10^{15}$ |
| | Уд. волны в газе | 0,3 | 40 | $2 \cdot 10^5$ | $10^7$ | $10^{-5}$ | $10^{18}$ |
| Сжатый газ | Адиабат. сжатие | $2 \cdot 10^{-5}$ | 0,3 | 150 | $10^3$ | $6 \cdot 10^{-3}$ | $10^5$ |
| | Уд. трубы пневмат. | $10^{-4}$ | 1 | 250 | $10^{-2}$ | $10^{-4}$ | $3 \cdot 10^8$ |
| | Уд. трубы на горении | $10^{-6}$ | 2 | 10 | $2 \cdot 10^{-2}$ | $3 \cdot 10^{-4}$ | $10^8$ |
| | Ударные трубы, эл. разряд | $10^{-7}$ | 2 | 1 | $10^{-2}$ | $10^4$ | $10^8$ |
| Конденсатор | — | $10^{-8}$ | — | — | 40 | $10^{-5}$ | $10^{12}$ |
| Роторная машина | — | $10^{-3}$ | — | — | 100 | $10^{-4}$ | $10^{12}$ |
| Индукцион. накопитель | — | $10^{-4}$ | — | — | 100 | $10^{-4}$ | $10^{12}$ |
| Аккумулятор | — | $5 \cdot 10^{-4}$ | — | — | 1000 | $10^{-3}$ | $10^{12}$ |
| | Быстрый взрыв проволочек | $5 \cdot 10^{-2}$ | 4 | $10^5$ | $10^{-3}$ | $10^{-6}$ | $10^9$ |
| | Медленный взрыв проволочек | $2 \cdot 10^{-2}$ | 0,5 | $5 \cdot 10^2$ | $10^{-3}$ | $10^{-4}$ | $10^7$ |
| | Импульс. разряды | $10^{-3}$ | 10 | $10^4$ | $10^{-4}$ | $10^{-3}$ | $10^9$ |

| Первичный источник энергии | Конечная форма | Плотность энергии, МДж/см$^3$ | Температура, эВ | Давление, $10^5$ Па | Полная энергия, МДж | Длительность, с | Мощность, Вт |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Плазменный фокус | $10^{-2}$ | $10^3$ | 10 | $10^{-4}$ | $10^{-5}$ | $10^{10}$ |
| | Дуги высокого давления | $10^{-5}$ | 2 | $10^4$ | $10^{-4}$ | $\infty$ | $10^4$ |
| | Печные эксперименты | $10^{-3}$ | 0,3 | $5 \cdot 10^3$ | $10^{-3}$ | $\infty$ | $10^3$ |
| Лазер | — | $10^{-6}$ | — | — | $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-10}$ | $10^{13}$ |
| | Мишень | $10^4$ | $5 \cdot 10^3$ | $10^8$ | 0,5 | $10^{-10}$ | $10^{13}$ |
| Электроиный пучок | — | $10^{-6}$ | — | — | 1 | $10^{-8}$ | $10^{13}$ |
| | Мишень | $5 \cdot 10$ | $5 \cdot 10^3$ | $10^7$ | 0,1 | $10^{-8}$ | $10^{13}$ |

Для построения широкодиапазонных уравнений состояния привлекаются результаты экспериментов с ударными волнами, где исследуются как свойства ударно-сжатого сжатого вещества, так и его изэнтропическое расширение из ударно-сжатого состояния. Эксперименты такого рода проводятся с образцами испытуемого вещества, находящегося как в конденсированной, так и в газовой фазе. Диапазон достижимых состояний расширяется также проведением экспериментов с пористыми твердотельными образцами [5].

Регистрируя состояния однократно и двухкратно сжатых газов, в экспериментах с ударными волнами удается получить плазму сверхкритических параметров в интервале давлений до 11 ГПа и температур до $10^5$ К и проникнуть со стороны газовой фазы в область плотностей, соответствующих конденсированной фазе. Так, например, максимальная плотность ксеноновой плазмы в экспериментах [2] достигала 4,5 г/см$^3$, что превосходит плотность твердого ксенона примерно в 1,5 раза. Ударно-волновые эксперименты с жидким ксеноном при давлении до 140 ГПа дали ценную информацию об электронном спектре свехплотной плазмы.

Ударно-волновые эксперименты с применением химических взрывчатых веществ и баллистических установок [6 – 10], позволяют достигать в металлических образцах давлений порядка 1000 ГПа при температуре в десятки тысяч градусов. В этих условиях металлы расплавлены и, по существу, реализуется неупорядоченная электронионная плазма, в которой электронная компонента является

вырожденной или частично вырожденной. Применение мощных подземных взрывов [11–16], нейтронного излучения, возникающего при подрыве ядерных устройств [17], а также концентрированного лазерного излучения [18] увеличивает давление до 100 ТПа. Такого рода эксперименты в области предельно достижимых параметров проводятся для проверки квазиклассических теорий [19].

Чрезвычайно интересная область состояний вблизи кривой кипения и окрестности критической точки недостижима ударным сжатием вещества. Исследовать промежуточные между твердым телом и газом плазменные состояния позволяет метод изэнтропического расширения, основанный на регистрации состояний при разгрузке ударно-сжатого конденсированного вещества (траектории $S_2$ на рис.9.1).

Обсуждая ударно-волновые эксперименты с неидеальной плазмой, важно еще раз подчеркнуть, что определение состояния вещества в этих условиях базируется на фундаментальных законах сохранения. Современная экспериментальная техника обеспечивает также достаточно полную диагностику оптических и электрофизических свойств вещества в этих экзотических состояниях.

При распространении по веществу стационарного ударного разрыва на его фронте выполняются законы сохранения массы, импульса и энергии [5], позволяющие по регистрации любых двух из пяти параметров $E$, $p$, $V$, $D$, $u$ найти остальные кинематические и термодинамические параметры состояния за ударным фронтом. Наиболее легко и точно базисными методами измеряется скорость ударной волны $D$. Выбор второго измеряемого параметра зависит от конкретных условий эксперимента. В опытах с конденсированными средами чаще всего в качестве второго параметра измеряется скачок массовой скорости $u$. В случае же газовых сред, где сжатие в ударных волнах может быть десятикратным и более, даже малая погрешность в определении $D$ и $u$ приводит к весьма значительной неопределенности в определении плотности ударно-сжатого вещества. Анализ погрешностей показывает [20, 21], что в этом случае целесообразнее измерять непосредственно плотность ударно-сжатого вещества. В настоящее время разработана методика таких измерений, основанная на фиксации поглощения рентгеновского излучения. Хотя точность измерений плотности по поглощению проникающего излучения сравнительно невысока, суммарная погрешность определения состояния плазмы ударно-сжатых газов в этом случае оказывается в несколько раз меньшей, чем в опытах с измерением $D$ и $u$.

Изменение состояния ударно-сжатого вещества при его разгрузке в простой волне описывается интегралами Римана [5]:

$$V = V_{\text{H}} + \int_{p_{\text{H}}}^{p} \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)^2 dp; \quad E = E_{\text{H}} - \int_{p_{\text{H}}}^{p} p \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)^2 dp;$$

которые вычисляются вдоль измеренной изотропы $p_s = p_s(u)$.

Проведя серию измерений параметров ударных волн и волн разрежения при различных начальных условиях и давлениях ударного сжатия, получают массив экспериментальных данных для построения калорического уравнения состояния $E = E(p, V)$. Внутренняя энергия, однако, не является термодинамическим потенциалом по отношению к переменным $p$, $V$ и для построения замкнутой термодинамики системы необходима дополнительная зависимость температуры $T = T(p, V)$. В оптически прозрачных средах температура измеряется совместно с другими параметрами ударного сжатия. Металлы же непрозрачны, так что световое излучение ударно-сжатой среды недоступно для регистрации.

Широкодиапазонные уравнения состояния представляют для практического использования в виде таблиц, набора соотношений, или единой упрощенной формулы. Обычно уравнения состояния строятся на основе тех или иных модельных представлений. Однако, термодинамически полное уравнение состояния может быть построено и непосредственно по результатам измерений $E = E(p, V)$ без привлечения моделей среды или каких-либо априорных соображений о свойствах и характере исследуемого вещества [5, 22, 23]. Из первого закона термодинамики получаем линейное неоднородное дифференциальное уравнение для $T(p, V)$:

$$\left[p + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p\right] \frac{\partial T}{\partial p} - \left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V \frac{\partial T}{\partial V} = T,$$

решение которого строится методом характеристик

$$\frac{\partial p}{\partial V} = \frac{p + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V}, \quad \frac{\partial T}{\partial V} = -\frac{T}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V},$$

или

$$E = E_0 \exp\left\{-\int_{V_0}^{V} \gamma(V, E)\, d \ln V\right\};$$

$$T = T_0 \frac{pV}{p_0 V_0} \exp\left[-\int_{V_0}^{V}\left(\frac{\partial \ln \gamma(E, V)}{\partial \ln V}\right) d \ln V\right].$$

В качестве граничных условий задается температура в области малых плотностей, где она может быть надежно рассчитана или измерена. Набор экспериментальных данных $E(p, V)$ и $\gamma(p, V)$ для расчетов уравнения состояния представляется в форме степенных полиномов и дробно-рациональных функций. Определение точности полученного решения в зависимости от экспериментальных погрешностей и погрешностей в начальных данных осуществляется методом Монте-Карло путем моделирования на ЭВМ вероятностной структуры процесса измерения [23].

### 9.2. Динамическое сжатие плазмы цезия

Цезий обладает наименьшим из практических доступных элементов потенциалом ионизации 3,89 эВ, что позволяет получать высокую концентрацию зарядов $N_e$ при умеренных температурах, обеспечивая тем самым высокие значения параметров неидеальности при относительно невысоких энерговкладах экспериментальных установок. Поэтому этот элемент наиболее популярен в экспериментах с неидеальной плазмой. Его фазовая диаграмма с доступными для различных методик областями параметров представлена на рис.9.2. Динамическая генерация цезиевой плазмы осуществлялась адиабатическим (состояния 4) и ударным сжатием насыщенных паров во фронте прямой (6) и отраженной (7) ударных волн.

Опыты по динамическому сжатию цезиевых паров выполнены [20, 24] на пневматической диафрагменной ударной трубе, схема которой приведена на рис.9.3. В целях получения высоких начальных давлений насыщенных паров установка длиной 4 м и внутренним диаметром 4,5 см нагревалась до температуры 700°С. Ионизующая ударная волна создавалась при разрыве диафрагмы, разделяющей пары цезия и сжатый инертный газ — гелий, аргон или их смеси при давлении до $\approx 0{,}1$ ГПа. Измерения проводились как в прямой ударной волне, так и в ударной волне, отраженной от закрытого торца трубы. Измерялись скорость фронта ударной волны и плотность ударно-сжатой плазмы. Длина волны зондирующего рентгеновского

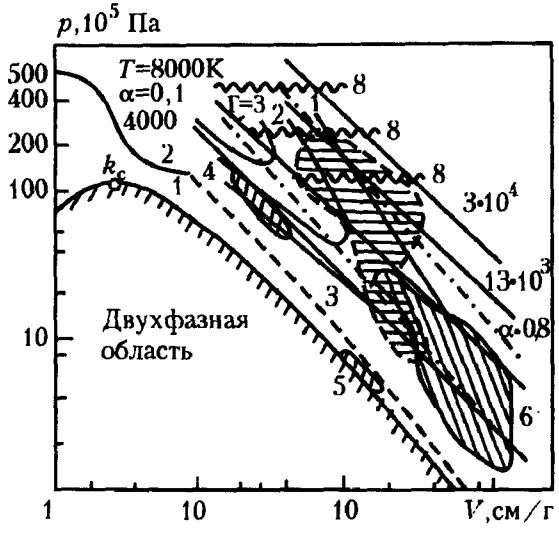


**Рис.9.2.** Фазовая диаграмма цезия: *1* — кривая насыщения, статические эксперименты; *2*, *3*, — область статических экспериментов; *4* — область изэнтропического сжатия из начальных состояний *5* [21,26]; *6*, *7* — сжатие прямой и отраженной ударными волнами; *8* — электрический взрыв. α — степень ионизации; Γ — степень неидеальности.

излучения выбиралась из соображений максимальной чувствительности и минимальной статистической погрешности измерений плотности и составляла $(0{,}2-0{,}5)\cdot 10^{-8}$ см. Полученные рентгенограммы

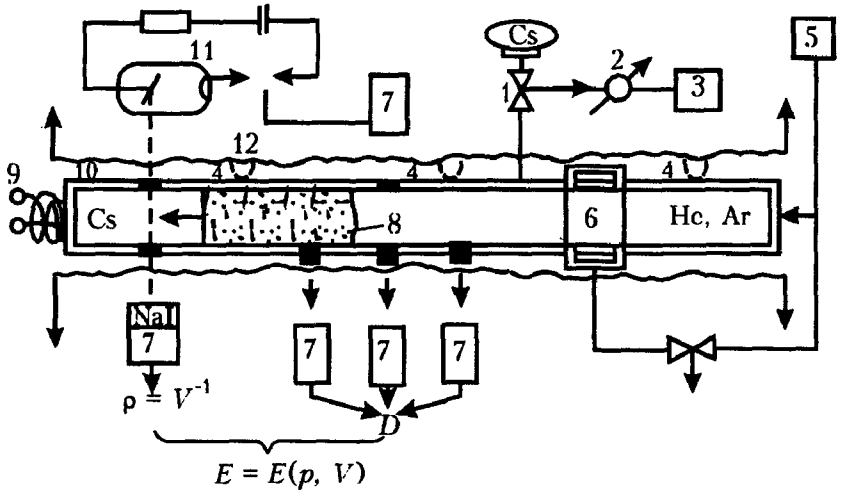


**Рис.9.3.** Схема подогреваемой ударной трубы [20, 24]: *1* — пневмокраны; *2* — система измерения начального давления; *3* — объем с жидким цезием; *4* — термопары; *5* — толкающий газ; *6* — блок диафрагмы; *7* — фотоумножители; *8* — ужарно-сжатая плазма; *9* — катушка измерения коэффициента электропроводности; *10* — бериллиевые окна; *11* — рентгеновская трубка; *12* — электрообогреватель.

свидетельствуют об отсутствии заметной конденсации ударно-сжатого цезия и позволяют определить плотность плазмы с погрешностью 5–10%.

Эксперименты по ударному сжатию цезия проводились в оптимальной с точки зрения эффектов неидеальности области параметров: при начальных давлениях $(0{,}04-0{,}5)\cdot 10^5$Па и скоростях ударных волн $(0{,}8-3)\cdot 10^5$ см/с, что соответствует значительной области фазовой диаграммы: $p \sim (1{,}4-200)\cdot 10^5$ Па, $T \sim 2600 \div 20000$°К, $N_e \sim 5\cdot 10^{15} \div 5\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, где кулоновская неидеальность максимальна: $\Gamma = 0{,}2 \div 2{,}2$. Существенно,что области параметров за падающей и отраженной ударными волнами частично перекрываются и в нижней своей части соответствуют идельной плазме, что важно для расчетов температуры.

Статическая электропроводность ударно-сжатой плазмы цезия иэмерялась индукционным методом (погрешность 20–40%) по схеме параллельного колебательного контура [25] на частотах 0,2–2 МГц. Катушка индуктивности в виде плоской спирали помещалась в торец ударной трубы (рис.9.3). Под влиянием электропроводной плазмы, образующейся за фронтом отраженной ударной волны, индуктивность катушки изменялась. В условиях этих опытов ($10 < p < 150\cdot 10^5$ Па, $4000 > T > 2500$ °К) малы эффекты непарности и корреляции атомов, а также кластерные эффекты, что позволяет выделить кулоновскую компоненту коэффициента электропроводности и сопоставить ее с плазменными теориями.

В том случае, если наибольший интерес представляет слабоионизованная плазма с сильным взаимодействием зарядов с нейтральными частицами, эффективным является метод адиабатического сжатия. В этом методе отсутствуют эффекты необратимости и поэтому удается получить пониженные, по сравнению с ударно-волновым методом, температуры и значительные плотности вещества [21, 26, 27, 28]. Соответствующие установки были разработаны в сороковых годах [28] и позволили провести уникальные измерения характеристик сверхплотных газов при температурах до $9\cdot 10^3$ °К и давлениях до 0,1 ГПа. В качестве примера на рис.9.4 показана схема установки с тяжелым поршнем [26], на которой были проведены измерения электропроводности плазмы при степени адиабатического сжатия до ~ 25, что соответствует давлению 33 МПа и температурам 4900–6100 °К.

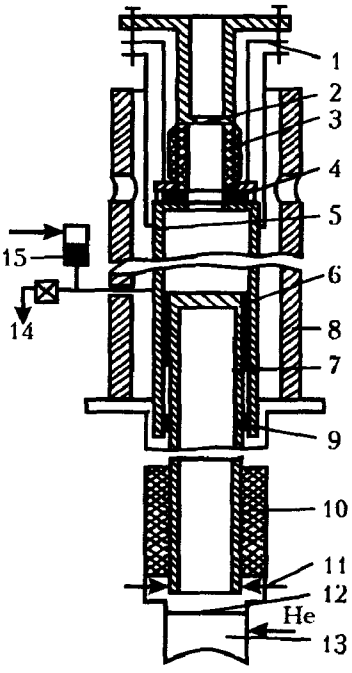


**Рис.9.4.** Схема установки для адиабатического сжатия цезия [26]: *1* – регулировка уплотнения; *2* – фольга; *3* – датчик проводимости; *4* – бериллий; *5* – ствол; *6* – медная насадка; *7* – поршень; *8* – обогреватель; *9* – тефлон; *10* – датчик перемещения; *11* – контакты для запуска приборов; *12* – мембрана; *13* – толкающий газ; *14* – откачка; *15* – жидкий газ.

## 9.3. Сжатие инертных газов мощными ударными волнами

Анализ экспериментов с цезием выявил значительный вклад связанных состояний в термодинамику плотной плазмы, что сделало необходимым расширение исследуемой области параметров и переход к экспериментам с другими химическими элементами. Такая задача потребовала существенного увеличения интенсивности ударных волн. Необходимые высокие параметры ударных волн удается получить с использованием конденсированных ВВ. Работа [29] является первым исследованием, где взрывная техника была применена непосредственно для фиксации ударной адиабаты газообразного аргона. Сходная техника затем использовалась в [30] для регистрации ударных адиабат воздуха атмосферного давления с последующим определением на этой основе энергии диссоциации азота. В серии последующих работ взрывные ударные волны в инертных газах и воздухе применялись как источник интенсивного оптического излучения для высокоскоростной фотографии, накачки лазеров, возбуждения детонации, изучения воздействия излучения на вещество, в спектроскопических исследованиях и т.п. [31]. Ввиду того что

начальное давление газа в этих устройствах не превосходило $10^5$ Па, эффекты неидеальности в такой плазме не успевали заметно проявиться, да они и не являлись предметом исследований.

Специальные эксперименты по изучению влияния неидеальности на физические свойства взрывной плазмы были поставлены в начале 70-х годов. В качестве объекта исследования в этих работах выбраны инертные газы. Отсутствие сложных молекулярных и ионно-молекулярных образований в инертных газах и детальная изученность элементарных процессов существенно облегчают интерпретацию результатов измерений.

Для оценки оптимальных условий экспериментов и выбора принципиальных схем генераторов плазмы проведены компьютерные расчеты [32] теплофизических и газодинамических характеристик ударных волн в плотных инертных газах. Выяснилось, что оптимальные значения параметра неидеальности достигаются при скоростях движения ударных волн $D$ в аргоне $\sim 9 \cdot 10^5$ см/с и в ксеноне $\sim 5 \cdot 10$ см/с. При этом увеличение $D$ приводит к перегреву и росту кратности ионизации плазмы, а увеличение начального давления — к ее вырождению.

Во взрывной ударной трубе [33–36], схема которой приведена на рис.9.5, ионизирущая ударная волна образуется в результате детонации мощного конденсированного взрывчатого вещества — гексогена. Применение детонационной линзы и выбор соответствующих размеров активного заряда ВВ обеспечивали одномерность и стационарность параметров детонационного фронта при выходе его из ВВ в исследуемый газ. С применением подобных устройств проведен цикл исследований плазмы аргона при давлении $\sim (1{,}6-5{,}8) \cdot 10^8$ Па, температуре $\sim (15{,}5-23) \cdot 10^3$ °К, параметре неидеальности $\sim 1{,}3 \div 2{,}2$ и концентрации электронов $N_e \sim (1{,}5-3{,}5) \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Скорость фронта ударной волны измерялась [34] оптическим и электроконтактным базисным методами с помощью скоростных кинокамер и ионизационных датчиков. Плотность ударно-сжатой аргоновой плазмы регистрировалась методом импульсной рентгенографии. Измерения проводились в условиях однократного и двукратного (ступенчатого) ударного сжатия.

Помимо давления, энергии и степени сжатия в ударной волне, в экспериментах с плазмой инертных газов проводились измерения ее оптических и электрических свойств. Ввиду прозрачности газа перед фронтом ударной волны тепловое излучение может беспрепятственно

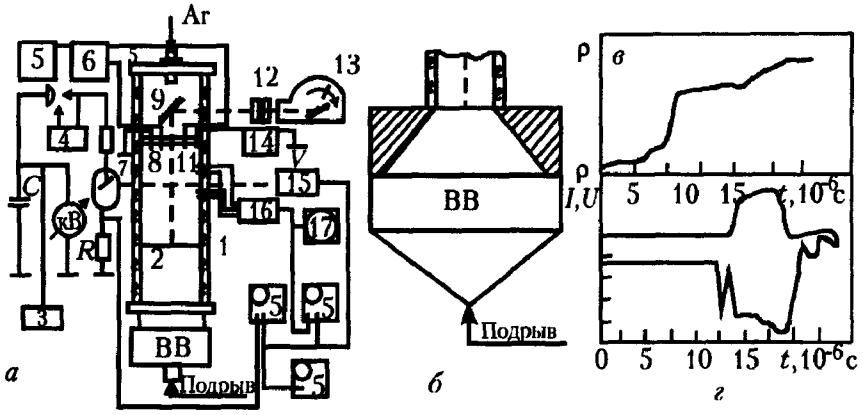


**Рис.9.5.** Схема экспериментов на взрывном генераторе неидеальной плазмы: *а* — диагностика; *б* — кумулятивный заряд; *в* — рентгенограмма плотности плазмы; *г* — осциллограммы тока и напряжения. *1* — канал генератора; *2* — заряд ВВ; *3*, *4* — питание и блок управления рентгеновской трубки; *5* — осциллографы; *6* — дифференциальный усилитель; *7* — рентгеновская трубка; *8* — потенциальные и токовые зонды для регистрации коэффициента электропроводности; *9* — зеркало; *10* — преграда из оргстекла; *11* — зонды для измерения скорости ударной волны; *12* — фильтры и ослабитель; *13* — скоростная кинокамера; *14* — источник постоянного тока; *15* — ФЭУ с ослабителем; *16* — питание электроконтактов; *17* — осциллограф для регистрации скорости.

выходить из плазменного объема, что дает возможность измерений температуры и коэффициентов поглощения ударно-сжатой плазмы [31, 37]. При измерении температуры яркостным методом [34, 38] интенсивность излучения сравнивалась со свечением эталонных источников света — капиллярного источника света с температурой 39700° ± 700 °К и ударной волны в воздухе с температурой 11800° ± 600 °К. В специальной серии методических экспериментов, а также оценками показано отсутствие в этих условиях известного эффекта самоэкранирования из-за нагрева газа перед фронтом ударной волны ультрафиолетовым излучением плазмы за фронтом. По данным [31], этот эффект становится заметным для аргона с начальным давлением $p_0 = 10^5$ Па при скорости ударной волны $D > 15$ км/с, а для ксенона — при $D > 8$ км/с и падает с ростом начального давления газа.

Электропроводность несет ценную информацию о структуре плазмы, элементарных процессах в ней и потому является существенной характеристикой. Ввиду высокого уровня электропроводности для ее измерения применимы простые зондовые методы [35, 36,

39, 40]. Характерные осциллограммы тока *а* и напряжения *б*, представлены на рис.9.5*в*, где хорошо выделяется «пробка» ударно-сжатой плазмы. В результате экспериментов были получены данные по коэффициенту электропроводности плазмы ксенона [36] в сильно закритических условиях $\rho \sim 1 \div 4$ г/см$^3$ ($\rho_{кр} \sim 1{,}1$ г/см$^3$) при высоких давлениях и температурах: $p \sim (2 \div 11)$ ГПа, $T \sim (1-2) \cdot 10^4$ °К, где реализуется широкий спектр сильных межчастичных взаимодействий с участием нейтральных и заряженных частиц.

Фазовая диаграмма ксенона представлена на рис.9.6. Исследованная область параметров I простирается от состояний пониженной плотности II, где термодинамические и электрофизические свойства вещества описываются плазменными моделями, и непосредственно примыкает к полученной динамическим сжатием жидкого ксенона области плотностей III, описываемых зонной теорией твердых тел.

Стремление получить плазму с высокими параметрами неидеальности заставляет проводить эксперименты при относительно невысоких температурах $T \sim 20000$ °К, где плазма, как правило, ионизована не полностью [21, 24, 34, 37]. Вместе с тем, изучение многократно ионизованной неидеальной плазмы представляет значительный интерес, позволяя исследовать чисто кулоновские эффекты в сильно разогретой среде. Использование отраженных ударных волн дало возможность при пониженных начальных давлениях продвинуться в область многократной ионизации и получить плазму при температурах свыше 20000 °К [39, 40]. Этой же цели служат кумулятивные взрывные ударные трубы [39, 40], показанные на рис.9.5*б*. Усиление ударной волны здесь происходит в результате конического схождения потока толкающего газа [41]. С применением этих устройств получены скорости ударных волн в ксеноне 8—15 км/с при начальных давлениях до 1 МПа. Это соответствует температурам плазмы порядка $(3-10) \cdot 10^4$ °К.

Для измерений термодинамических и оптических характеристик плазмы при более высоких давлениях применялись взрывные генераторы ударных волн различной интенсивности [42, 43] и длительности, схематически показанные на рис.9.7. В этих установках ионизирующие ударные волны в исследуемых газах создавались плоскими металлическими ударниками, разогнанным взрывом до скорости 4—6 км/сек. Измерялись скорость фронта ударной волны в газе и массовая скорость ударно-сжатой плазмы. Измерения проводились с помощью открытых (для скорости ударной волны) и закрытых (для массовой скорости) электроконтактных датчиков,

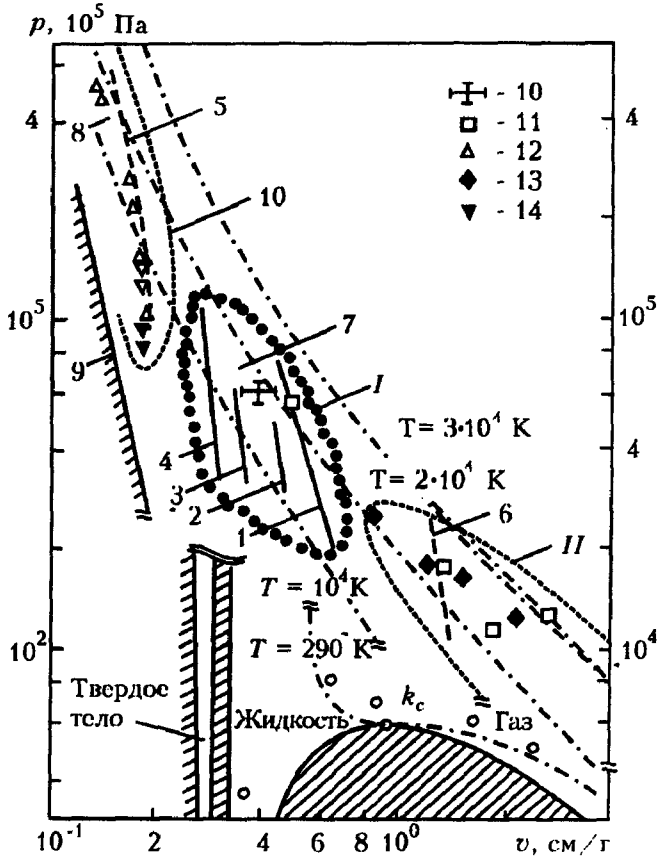


**Рис.9.6.** Фазовая диаграмма ксенона. I, II—опыты с отраженными и падающими ударными волнами; III—ударное сжатие жидкого ксенона. Расчетные адиабаты: *1*—$p_0 = 5 \cdot 10^6$ Па; *2*—$p_0 = 6 \cdot 10^6$ Па; *3*—$p_0 = 7 \cdot 10^6$ Па; *4*—$p_0 = 8 \cdot 10^6$ Па; *5*—$p_0 = 2{,}8 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 165°$ К; *6*—$p_0 = 2 \cdot 10^5$ Па; *7*—ударная адиабата вторичного сжатия [36]; *8*—расчет по зонной модели [44]; *9*—изотерма $T = 0°$ К. Данные термодинамических измерений: *10*—метод отражения [36]; *11*—[42]; *12* — [44, 45]. Данные измерений коэффициента электропроводности: *13*—[35]; *14*—[45].

либо фотохронографированием процесса. В последнем случае на некотором расстоянии от мишени устанавливалась преграда из оргстекла, через которую при помощи скоростного фотохронографа регистрировалось свечение ударно-сжатой плазмы. Свечение возникает в момент входа ударной волны в исследуемый газ, скачкообразно

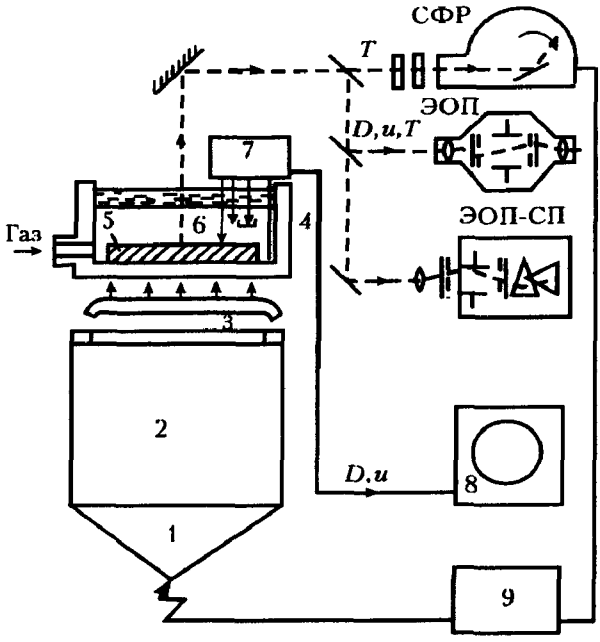


**Рис.9.7.** Схема экспериментов по взрывному сжатию плазмы инертных газов: *1* – детонационная линза; *2* – заряд ВВ; *3* – металлический ударник; *4* – экспериментальная сборка; *5* – мишень; *6* – исследуемый газ; *7* – электроконтакты и блок формирования импульсов; *8* – осциллографы; *9* – блок синхронизации и подрыва.

усиливается в момент отражения ударной волны от преграды (что определяет $D$) и пропадает в момент прихода к мишени поверхности экрана (что определяет $u$). Кроме того, яркостным методом измерялась температура ударно-сжатой плазмы. Применение скоростных многоканальных спектрометров снабженных электронно-оптическими преобразователями и цифровой системой регистрации дало возможность измерять эмиссионный спектр ударно-сжатой плазмы и анализировать сдвиг и уширение ее спектральных линий.

Результаты измерений ударных адиабат аргона и ксенона оптическим, электроконтактным и рентгеновским методами суммированы на рис.9.8. Полученные результаты по уравнению состояния неидеальной плазмы аргона и ксенона относятся к широкому диапазону параметров (рис.9.6 и 9.9): $p \sim (0{,}3-40) \cdot 10^8$ Па,

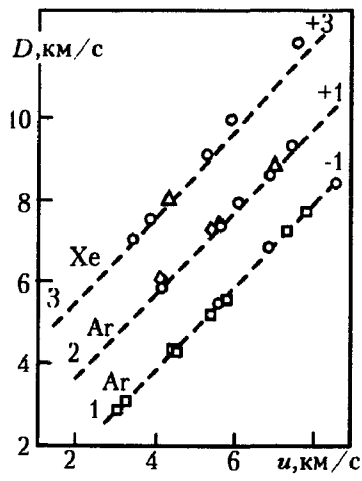


**Рис.9.8.** Ударные адиабаты аргона и ксенона: *1* – $p_0 = 0{,}78 \cdot 10^5$ Па; *2* – $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па; *3* – $p_0 = 10^6$ Па. Измерения различными методами: □ – оптика [29]; △ – электроконтакты [42]; ▽ – рентгеновские методы [34]; ▽ – оптика [39]; ∘ – электроконтакты и оптика [43]; штриховая линия – расчет [32]. Цифры справа – сдвиги каждого графика по скорости фронта $D$, $u$ – массовая скорость.

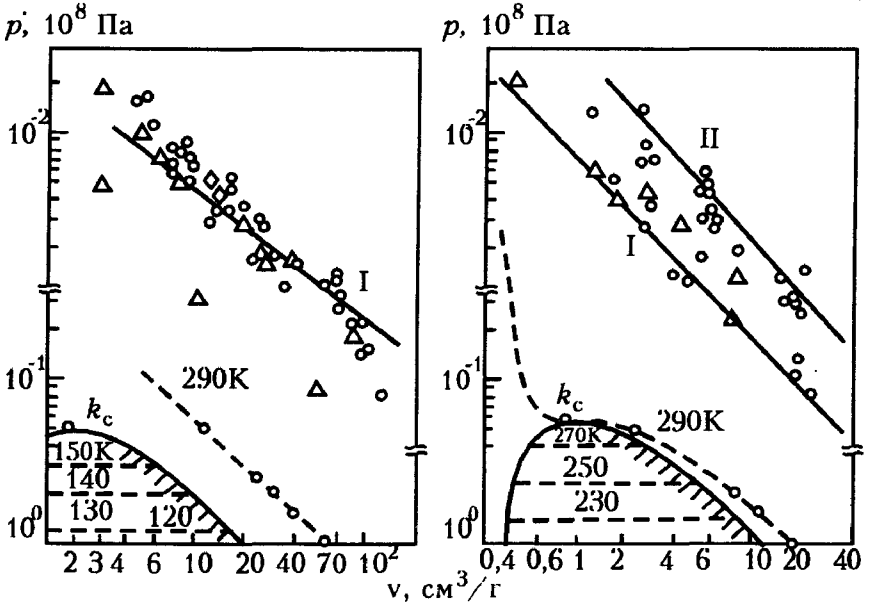


**Рис.9.9.** Фазовые диаграммы аргона (*а*) и ксенона (*б*): I и II – границы одно- и двукратной ионизации; $K_c$ – критическая точка; штриховая линия – граница двухфазной области; штриховая кривая – изотермы исходных состояний; штрихпунктир – критическая изохора $V_{K_c}$; точки – результаты динамических экспериментов согласно рис.9.8.

$T \sim (5{,}2-60) \cdot 10$ °К, $N_e \sim 10^{14} \div 3 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, где реализуется развитая ионизация $a \approx 3$ и сильное кулоновское взаимодействие $\Gamma \approx 10^{-2} \div 5{,}2$. В этих опытах получены сведения об уравнении состояния плазмы с плотностью $\rho \sim 1{,}3$ г/см$^3$, которая превосходит критическую плотность ксенона. В работах [44—46] исследования уравнения состояния плазмы аргона и ксенона твердотельных плотностей проведены с использованием двухступенчатой легкогазовой баллистической установки. Получены уравнения состояния сильно сжатой плазмы аргона и ксенона при давлениях до 0,13 ТПа и максимальных температурах до 30000 °К; $N_e \sim 5{,}7 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$. В этих условиях сильного сжатия (максимальная плотность ядер $\sim 5{,}7 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$) наблюдается отчетливая деформация электронного энергетического спектра плазмы. При этом значительное количество электронов находится в термически возбужденном состоянии, а в целом сильно сжатая плазма обладает «полупроводниковыми» свойствами [45].

Интересные результаты по теплофизике неидеальной плазмы аргона и ксенона получены на установке адиабатического сжатия [47]. Исследуемый газ начального давления ~ 2000 Па сжимался тяжелым (массой 4,9 кг) поршнем в стальном канале длиной 7,5 м и диаметром 150 мм. Давление адиабатического сжатия фиксировалось пьезоэлектрическим датчиком, а положение поршня определяло степень сжатия. Кроме того, оптическим методом регистрировалось тепловое излучение плазмы, что давало информацию об эмиссионных спектрах и равновесной температуре. Зондовые методы использовались для фиксации электропроводности плотной плазмы. Эта уникальная установка позволила провести измерения при температурах до ~ 14000 °К при давлениях до 14,5 ГПа и концентрациях электронов до $10^{20}$ см$^{-3}$, что заметно расширило доступную для эксперимента область фазовой диаграммы неидеальной плазмы и дало возможность проверить применимость асимптотических теорий.

Излучение частично прозрачной среды за фронтом ударной волны нарастает по мере распространения волны и, соответственно, увеличения толщины излучающего слоя. Это явление используется для измерения коэффициента поглощения плазмы ударно-сжатых газов $\eta_\nu$ [37, 48]. Ввиду малого времени фотонной релаксации по сравнению с характерным газодинамическим временем спектральная интенсивность излучения такого слоя $J_\nu(t)$ в квазистационарном приближении [49] имеет вид:

$$J_\nu(t) = J_\nu^0 (1 - \exp\{-æ_\nu'(D - u)t\}),$$

где $J_\nu^0 = J_\nu(\infty)$ — планковская интенсивность излучения; $æ_\nu' = æ_\nu(1 - e^{-h\nu/kT})$ — исправленный на вынужденное излучение коэффициент поглощения; $D$, $u$ — скорости движения передней и задней границ излучающего слоя.

Схема экспериментов изображена на рис.9.10*а*. Для передачи излучения плазмы ударно-сжатых газов на регистрирующую аппаратуру, удаленную на расстояние 10—15 метров, использовались волоконные световоды. Регистрация широкого участка спектра излучения проводилась с помощью электроннооптического фотохронографа [50]. Наряду с этим проводились непрерывные измерения интенсивности излучения в нескольких (до шести) узких частотных диапазонах. Для этого световое излучение плазмы с помощью полупрозрачных зеркал делилось на несколько пучков, которые пропускались через узкополосные интерференционные фильтры и поступали на отдельные фотоумножители. Типичная осциллограмма тока ФЭУ,

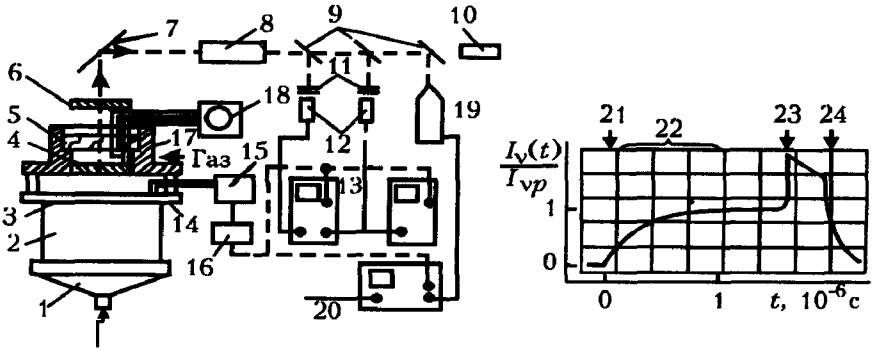


**Рис.9.10.** Схема эксперимента по регистрации оптических свойств ударно-сжатой плазмы [48]: *а* — схема измерений; *б* — оптический сигнал. *1* — детонационная линза; *2* — заряд ВВ; *3* — ударник; *4* — мишень; *5* — прозрачная преграда; *6* — диафрагма; *7* — зеркало; *8* — оптическая система; *9* — полупрозрачные зеркала; *10* — юстировочный лазер; *11* — интерференционные светофильтры; *12* — фотоэлектронные умножители; *13* — осциллографы; *14* — электроконтакты измерения скорости ударника; *15* — схема формирования импульсов; *16* — линия задержки; *17* — электроконтакты измерения скорости ударной волны; *18* — осциллограф для измерения скорости ударной волны; *19* — скоростной спектрометр; *20* — система цифровой обработки спектра; *21* — выход ударной волны из мишени в газ; *22* — участок нарастания излучения; *23* — столкновение ударной волны с преградой; *24* — разрушение преграды материалом мишени.

полученная в опыте с аргоном, показана на рис.9.10*б*. Вход ударной волны в аргон вызвал появление и нарастание светового излучения до его насыщения. Всплеск яркости отмечает момент выхода ударной волны на твердую поверхность окна емкости с газом. Этот всплеск дает возможность измерить, одновременно с регистрацией оптических характеристик плазмы, скорость фронта ударной волны. Последующая отсечка излучения вызвана разрушением окна донной пластиной емкости, движущейся со скоростью $u$.

Таким образом, постановка опытов дает возможность получить в одном эксперименте разнообразную физическую ннформацню. Нарастание интенсивности $J_\nu(t)$ на начальном участке используется для измерения коэффициента поглощения света в плазме, а уровень насыщения излучения $J_\nu(\infty)$ — яркостную температуру. Регистрация отражения ударной волны от преграды позволяет измерить $D$ и $u$, что с учетом законов сохранения эквивалентно прямому измерению давления, плотности и внутренней энергии. Спектральные измерения были выполнены в [50] для аргоновой плазмы при $T \sim 17{,}7 \cdot 10^3$ К и концентраций электронов $N_e \div 1{,}2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, выше которых уширение спектральных линий настолько велико, что не позволяет их выделить.

Данный способ регистрации $æ_\nu$ оказывается ограниченным со стороны малых плотностей плазмы из-за того, что затухание ударной волны начинается в этом случае раньше, чем достигается насыщающая толщина излучающего слоя. Поэтому при регистрации малых коэффициентов поглощения были поставлены эксперименты [38] в несколько измененной редакции, использующей взрывные ударные трубы в качестве источника плазмы воздуха. Затухание ударных волн в таких системах приводило к появлению максимума регистрируемой зависимости $J_\nu(t)$, положение которого позволяло найти в каждом опыте значение $æ_\nu'$, а другие параметры ударного сжатия оценить на основе газодинамических данных. Полученные результаты послужили основой для оценки сечения фотораспада отрицательного иона азота.

Изучение высокочастотной проводимости плазмы, получаемой в ударных волнах, в поле электромагнитной волны проводилось путем измерения ее отражательной способности. Этот метод достаточно широко известен в физике металлов и полупроводников, где он используется для определения энергетического спектра, концентрации и эффективных масс носителей заряда. Особый интерес при этом

представляет область резонансного взаимодействия, когда частота падающей элктромагнитной волны $\omega_\lambda$ сравнима с плазменной частотой $\omega_p$. В этом случае условие резонанса $\omega_\lambda = \omega_p$ соответствует сильному отражению падающего излучения и определяет электронную концентрацию, а дисперсия кривой отражения характеризует потери энергии электронов, позволяя найти частоту электронных столкновений.

Эксперименты по измерению отражения лазерного излучения от неидеальной плазмы ксенона [41] осуществлялись с использованием взрывных генераторов ударных волн в постановке, подобной показанной на рис.9.10. Варьирование электронной концентрации в ксеноновой плазме осуществлялось изменением начальных параметров ксенона $p_0 \sim 1 \div 5{,}7$ МПа, $\rho = 0{,}06 \div 0{,}8$ г/см$^3$, $T_0 = 270$ °К. Ввиду значительного собственного теплового излучения ударно-сжатой плазмы с $T \sim 3 \cdot 10^4$ °К зондирующий импульс создавался импульсным с $\tau \sim 10^{-8}$ с лазером на алюминиевом гранате, дающим высокую ($T \sim 6 \sim 10^7$ °К) спектральную температуру и малую угловую расходимость светового потока. Лазерная система была снабжена затвором Поккельса с электронным управлением, позволяющим синхронизировать лазерное зондирование со взрывом. При диаметре фокального пятна ~ 0,6 мм удельная плотность мощности лазерного излучения на фронте ударной волны составляла $\sim 1-7 \cdot 10^5$ Вт/см$^2$, что не приводит к существенному разогреву вещества за время измерений.

Измерениями охвачен диапазон давлений от 1,6 до 17 ГПа и плотностей от 0,5 до 4 г/см$^3$, значительно превосходящей плотность ксенона в критической точке. В этих условиях реализуется сильноразогретая с $T \sim 3 \cdot 10^4$ °К неупорядоченная плазма со значительным кулоновским воздействием $\Gamma \sim 2 \div 7$. При этом рассчитанная в рамках кольцевого дебаевского приближения концентрация электронов на порядок превосходит критическое для $\lambda \sim 1{,}06$ мкм значения $N_{кр} \sim 10^{21}$ см$^{-1}$, а коэффициент отражения достигает 50% характерных для металлов. Сделанные оценки пространственной структуры фронта ударной волны, связанные с кинетикой ионизации и лучистым теплообменом, показали, что отражение излучения определяется именно резонансными свойствами электронов плазмы, что позволяет использовать эти измерения для анализа физических свойств сильнонеидеальной плазмы.

### 9.4. Изэнтропическое расширение ударно-сжатых металлов

При анализе сверхскоростных соударений, взаимодействия мощных импульсов излучения с веществом и других подобных явлений необходимо рассчитывать состояния вещества в широкой области фазовой диаграммы. По этой причине для построения широкодиапазонных уравнений состояния, наиболее адекватно и точно описывающих реальные свойства вещества, привлекаются экспериментальные данные, полученные в разных областях фазовой диаграммы с использованием разной экспериментальной техники.

Измерения ударной сжимаемости дают сведения об уравнении состояния вещества в области высоких давлений и температур, в то время как область пониженных плотностей, где происходит плавление и испарение большинства металлов, оказывается недоступной. С применением стандартной техники теплофизических измерений при нормальном давлении и температуре до ~ 2500 °К для большого количества веществ получены сведения о теплоемкости, изотермической и адиабатической сжимаемости, температуре плавления и скачках энтропии и плотности при плавлении. До давлений ~ 5 ГПа к настоящему времени определены кривые плавления металлов, а до 30 ГПа — их изотермическая сжимаемость.

Остается, однако, малоисследованной обширная и важная в практическом отношении часть фазовой диаграммы, соответствующая плотностям, промежуточным между твердофазной и газофазной, и высоким давлениям и температурам. Это область неидеальной по отношению к широкому спектру межчастичных взаимодействий плотной плазмы, характеризующаяся большим разнообразием и крайней сложностью описания происходящих здесь физических процессов и явлений. В этой области реализуется также плотная разогретая металлическая жидкость, по мере расширения которой происходят снятие вырождения электронной компоненты, рекомбинация, переход металл-диэлектрик и переход в газовую или плазменную фазу. Сведения о свойствах металлов в этой области ограничены, по-существу, крайне малочисленными измерениями и полуэмпирическими оценками. Достаточно отметить, что из более чем 80 металлов периодической системы параметры критической точки надежно определены только для трех наиболее легкокипящих [51].

В область пониженных плотностей и высоких давлений плазмы позволяет продвинуться метод изоэнтропического расширения [52—55], основанный на измерениях состояний вещества при его разгрузке после ударного сжатия. Для того, чтобы получить представление о

характерных значениях температуры и давления, где необходимо проводить измерения, в табл.9.2 представлены результаты оценок [51] параметров критической точки ряда металлов. Оценки выполнены на основе принципа термодинамического подобия. Корректность такого способа оценки проверена на примере щелочных металлов и ртути, для которых параметры критических точек ранее были измерены теплофизическими методами.

Таблица 9.2

**Критические параметры металлов**

| Элемент | $T_c$, °K | $p_c$, $10^8$ Па | $\rho_c$, г/см$^3$ | $S_c$, $\frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot °\text{K}}$ |
|---|---|---|---|---|
| Zr | 16250 | 7,52 | 1,79 | 40,45 |
| Zn | 3190 | 2,63 | 2,29 | 31,27 |
| V | 12500 | 10,78 | 1,86 | 37,26 |
| U | 11630 | 6,11 | 5,30 | 43,07 |
| W | 21010 | 15,83 | 5,87 | 43,34 |
| Ti | 11790 | 7,63 | 1,31 | 37,92 |
| Sn | 8200 | 3,35 | 2,05 | 39,44 |
| Ta | 14950 | 4,88 | 3,21 | 43,67 |
| Ag | 7010 | 4,50 | 2,93 | 36,86 |
| Re | 19600 | 15,70 | 6,32 | 43,42 |
| Po | 2050 | 0,62 | 2,67 | 37,52 |
| Pt | 14330 | 8,70 | 5,02 | 41,80 |
| Nb | 19040 | 12,52 | 2,59 | 41,65 |
| Ni | 10330 | 9,12 | 2,19 | 36,50 |
| Mo | 16140 | 12,63 | 3,18 | 41,21 |
| Bi | 4200 | 1,26 | 2,66 | 40,20 |
| Hg | 1763÷15 | 1,51÷0,025 | 4,2÷0,4 | 33,79 |
| Hg | 1753÷10 | 1,52÷0,01 | 5,7÷0,2 | 33,241 |
| Na | 2573 | 0,275 | 0,206 | 31,683 |
| K | 2223 | 0,152 | 0,194 | 33,931 |
| Rb | 2093 | 0,159 | 0,346 | 36,485 |
| Cs | 2057÷40 | 0,144 | 0,428÷0,012 | 38,111 |
| Li | 3223 | 0,689 | 0,105 | 27,666 |
| Mn | 5940 | 6,28 | 2,46 | 35,68 |
| Mg | 3590 | 1,98 | 0,56 | 29,48 |
| Pb | 4980 | 1,84 | 3,25 | 39,81 |
| Fe | 9600 | 8,25 | 2,03 | 37,20 |
| Hf | 18270 | 9,38 | 3,88 | 42,59 |
| Au | 8970 | 6,10 | 5,68 | 39,40 |
| Ge | 9170 | 4,90 | 1,64 | 37,77 |

| Элемент | $T_c$, °K | $p_c$, $10^8$ Па | $\rho_c$, г/см$^3$ | $S_c$, $\frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot °\text{K}}$ |
|---|---|---|---|---|
| Ga | 7210 | 4,31 | 1,77 | 35,91 |
| Cu | 8390 | 7,46 | 2,39 | 35,30 |
| Co | 10460 | 9,23 | 2,20 | 37,12 |
| Cr | 9620 | 9,68 | 2,22 | 37,35 |
| Ca | 4180 | 1,21 | 0,49 | 32,70 |
| Cd | 2790 | 1,60 | 2,74 | 33,20 |
| Be | 8080 | 11,70 | 0,55 | 27,02 |
| Ba | 4100 | 0,81 | 1,15 | 37,06 |
| Al | 8000 | 4,47 | 0,64 | 33,52 |
| Sb | 2570 | 1,30 | 2,61 | 36,10 |
| B | 8200 | 9,57 | 0,69 | 28,90 |
| Se | 1010 | 0,37 | 1,60 | 31,80 |
| S | 730 | 0,30 | 0,72 | 27,7 |

Ввиду коллективизации валентных электронов, энергии связи, а следовательно, и параметры критических точек у металлов являются чрезвычайно высокими. Критические температуры металлов во многих случаях оказываются сравнимыми с их потенциалами ионизации, которые в плазме значительно понижены вследствие сильного взаимодействия зарядов между собой и нейтральными частицами. По этой причине пары металлов с параметрами, соответствующими правой ветви бинодали, находятся в термически ионизованном состоянии. Иными словами, высокотемпературное испарение металлов соответствует переходу непосредственно в сильнонеидеальное плазменное состояние, минуя область ионизованного газа. Это обстоятельство может отразиться на кинетике высокотемпературных фазовых переходов [56], а также резко исказить привычный вид фазовой диаграммы вещества, приводя к появлению дополнительных областей фазового расслоения и новых экзотических фазовых переходов.

Оценки параметров ударного сжатия металлов, необходимых для того, чтобы при изэнтропической разгрузке вещество попадало в область испарения и окрестность критической точки, выполнены в работе [57]. Область плотностей, промежуточных между твердым телом и идеальным газом, характеризуется очень большой неопределенностью теоретических предсказаний, что не позволило провести прямые вычисления изэнтроп. Поэтому для оценок был использован энтропийный критерий [5], основанный на изэнтропичности течения в волне разгрузки. Необходимые параметры ударных волн рассчитывались путем сопоставления табличных значений энтропии фазовых

превращений и оценок ее величины в критической точке с энтропией конденсированной фазы металла на его ударной адиабате. Наиболее подробные расчеты выполнены для алюминия, никеля, меди и свинца, для которых имеются достаточно полные уравнения состояния [58]. Результаты для меди и висмута приведены на рис.9.11 и в табл.9.3. Для других металлов оценки давления в ударных волнах, необходимого для фазовых превращений при разгрузке, проведены с использованием уравнения состояния из [59]. Результаты представлены на рис.9.12. Расчеты показывают, что состояния металлов вблизи линии равновесия жидкость – пар вполне достижимы в лабораторных условиях путем ударного сжатия конденсированного вещества и его последующей разгрузки. Однако, для достижения закритических условий в волне разгрузки требуются генераторы ударных волн чрезвычайно высокой интенсивности, лежащей на грани энергетических возможностей химических ВВ [6]. Необходимые амплитуды ударных волн могут быть существенно понижены применением пористых образцов, чем обеспечивается дополнительный прирост энтропии ударного сжатия [5].

Таблица 9.3

**Давления на ударных адиабатах (а 0,1 ТПа) металлов различной пористости $m$, приводящие к испарению, конденсации и достижению околокритических состояний**

| Параметр | Ni | | Al | | Cu | | Pb | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Пористость $m$ | 1 | 3 | 1 | 3 | 1 | 4 | 1 | 2 |
| $p_{исп}$ | 3,8 | 0,3 | 1,7 | 0,2 | 2,7 | 0,2 | 0,7 | 0,1 |
| $p_{кр}$ | 7,3 | 0,5 | 4,4 | 0,5 | 7,5 | 0,7 | 1,9 | 0,4 |
| $p_{конд}$ | 20 | 1,9 | 10 | 2,7 | 20 | 3,9 | 5,0 | 1,3 |

Немногочисленные пока измерения расширения ударно-сжатых конденсированных веществ можно разделить на две группы по характеру получаемой в них физической информации. Первая группа опытов [55, 60–63] основана на определении энтропии ударного сжатия твердых тел путем регистрации только конечных параметров вещества после разгрузки. В экспериментах второй группы [52, 53, 54, 64] проводились подробные измерения изоэнтроп разгрузки во всей промежуточной области параметров от твердого тела до плазмы или газа.

Измерения ударной сжимаемости дают возможность определить только калорическое уравнение состояния, не содержащее таких важных характеристик вещества, как температура или энтропия. Что касается измерений температуры, то для металлов они возможны

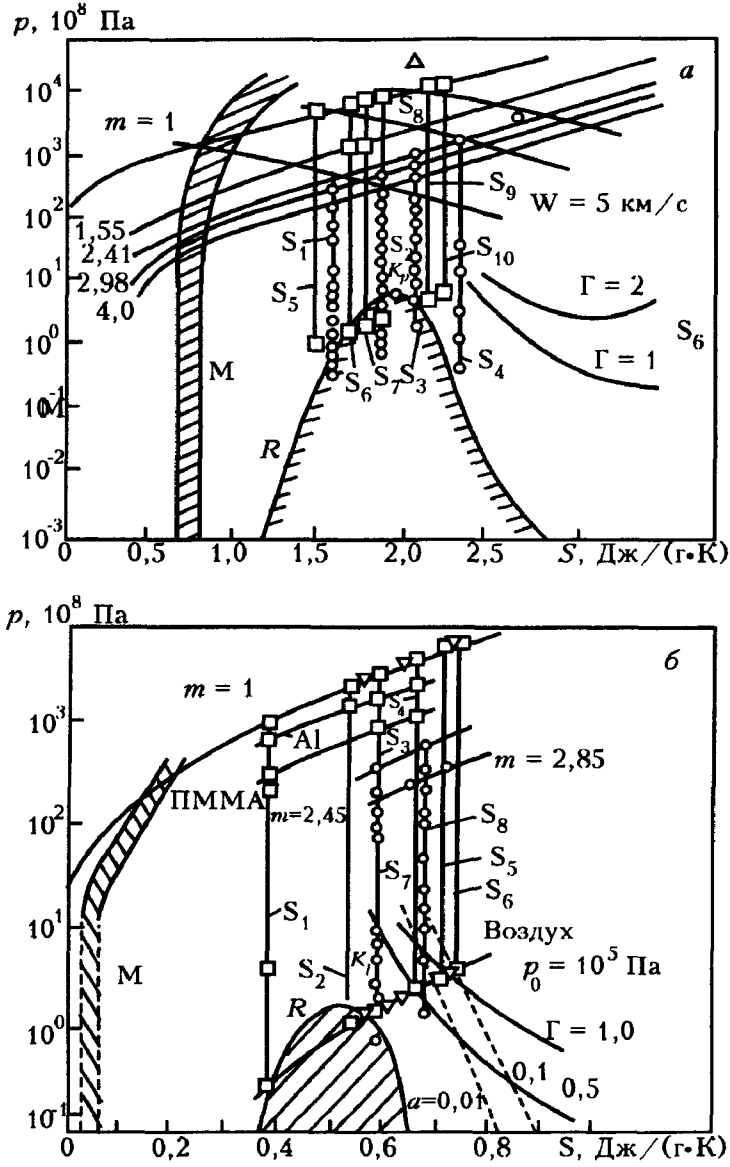


**Рис.9.11.** Энтропийные диаграммы меди (*а*) и висмута (*б*): *M*, *R* – границы плавления и кипения; *m* – ударные адиабаты различной пористости; *S* – изэнтропы расширения; $W_{Fe}$ – кривые торможения железных ударников. На диаграмме (*б*) указаны адиабаты материалов, в которых осуществлялась разгрузка висмута. Точки – эксперименты [18, 55, 64, 70, 72].

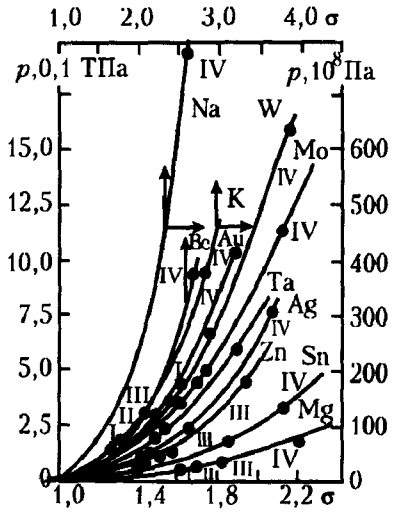


**Рис.9.12.** Интенсивности ударных волн, вызывающих фазовые переходы в волнах разгрузки. Плавление: I – начало; II – конец; III – начало испарения; IV – достижение критической точки. $\sigma = \rho/\rho_0$ – степень сжатия вещества.

пока только для разгруженных состояний. По результатам этих измерений может быть надежно вычислено остаточное значение энтропии после разгрузки, а поскольку процесс разгрузки является изэнтропичным, то тем самым определяется значение энтропии и на ударной адиабате.

В случае ударных волн умеренной интенсивности конечные состояния оказываются в твердой или жидкой фазе, что позволило использовать [65] фотоэлектрический метод измерения остаточной температуры и на этой основе найти [66] энтропию и температуру меди при давлениях до 190 ГПа. В [67] энтропию натрия, стронция, бария и урана находили путем оптических измерений доли испарившегося металла под действием ударных волн с давлениями ~ 20 – 300 ГПа. Поскольку ударные волны столь умеренных интенсивностей приводят лишь к незначительному испарению, которое может быть зарегистрировано лишь при чрезвычайно низких давлениях, эти измерения проведены в вакууме ~ $10^{-5}$ мм рт.ст. Адсорбционные измерения, выполненные в условиях существенной неодномерности течения, позволили найти [67] долю конденсата, образовавшегося при охлаждении плазмы в процессе ее расширения из ударно-сжатого состояния. На основе качественных соображений о кинетике процесса испарения и конденсации результаты этих измерений были связаны с энтропией ударно-сжатого вещества.

В серии последующих работ общие представления об испарении и ионизации в волне разгрузки были использованы для анализа высокоскоростного соударения твердых тел и для создания флюоресцирующих бариевых облаков в космическом пространстве в целях изучения магнитосферы Земли [66].

Измерения скорости расширения свинца после прохождения по нему ударных волн с давлеиием от 40 до 300 ГПа использовались [55] для анализа его испарения. Известно, что, если после ударного сжатия и разгрузки образец остается в конденсированной фазе, то скорость его свободной тыльной поверхности после выхода на нее фронта ударной волны лишь незначительно отличается от удвоенной величины массовой скорости на ударном скачке. Зарегистрированное в [55] отклонение от этого правила удвоения скоростей явилось экспериментальным свидетельством испарения при разгрузке.

В [65] была предпринята попытка дополнить данные по сжимаемости измерениями температуры свинца при его изэнтропическом расширении в окрестности кривой кипения. Степень расширения ударно-сжатого свинца в отраженной волне разрежения и давление в конце разгрузки варьировались применением преград с разной динамической жесткостью, располагаемых по ходу волны вслед за образцом. Для измерений в области кривой кипения в качестве преград использовался гелий с различным начальным давлением. Гелий оставался прозрачным в ударносжатом состоянии и пропускал тепловое излучение образца свинца. Это излучение регистрировалось скоростные двухканальным пирометром, что позволяло определить яркостную температуру.

Проведены измерения при давлении ударного сжатия свинца до ~ 600 ГПа. Результаты опытов представлены на рис.9.13, где переход изэнтропы из однофазного состояния (степенная зависимость температуры от давления) в область смеси фаз (экспоненциальная зависимость) выражается в резком изменении наклона кривых $S$ и $R$. Равновесность исследуемых состояний свинца после ударного сжатия и разгрузки подтверждается тем, что состояния в двухфазной области, полученные расширением от разных исходных давлений (160 ГПа и 240 ГПа), в полном соответствии с правилом фаз Гиббса согласно измерениям имеют одинаковые значения температуры. Эта равновесность, по-видимому, нарушается при давлении ниже $3 \cdot 10^6$ Па, где измеренные значения температуры оказались выше кривой насыщения. Причина превышения связана с кинетикой испарения и конденсации металлов [68]. Таким образом, данные эксперименты позволили с достаточной определенностью зафиксировать

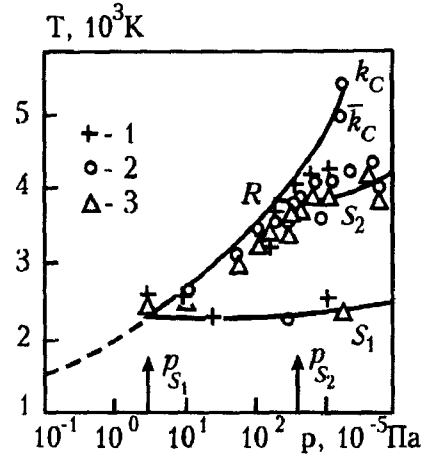


**Рис.9.13.** Температурные измерения при адиабатическом расширеиии свинца: Сплошные кривые – расчет по полуэмпирическому уравнению состояния кривой кипения $R$, критической точки $K_c$ и изэнтроп разгрузки $S$; штриховая линия – статические данные по кривой кипения; $K_0$ – оценки параметров критической точки из [57]. Точки – результаты регистрации температуры фотодиодами (*1*) и двухканальным пирометром: $\lambda_1 = 449$ нм (*2*); $\lambda_2 = 560$ им (*3*). $p_{S_1} = 3 \cdot 10$ Па, $p_{S_1} = 4{,}2 \cdot 10$ Па – давление иа изэнтропах при их вхождении в двухфазную область.

начало испарения металла при вхождении изоэнтропы в двухфазную область и определить кривую кипения свинца в диапазоне давлений от 5 до 100 МПа. Эксперименты [65], как и более ранние измерения сжимаемости [52, 53–55, 64], свидетельствуют об отсутствии термодинамических аномалий, которые можно было бы связать с фазовыми переходами в плотной плазме.

Разлет в вакуум образцов пористого алюминия, меди и полиметилметакрилата при отражении мощных ударных волн от свободной поверхности исследовался в работах [62, 63]. В этих экспериментах регистрировался удар испаренного вещества о конденсированную преграду. Измеренные профили скорости поверхности соударения анализировались сопоставлением с результатами численного моделирования экспериментов, выполненного на основе различных уравнений состояния.

В исследованиях фазовых переходов в ударных волнах всегда важен вопрос о равновесности измеряемых состояний и процессов. Очевидно, что локальное термодинамическое равновесие может достигаться только в том случае, если время фазового перехода значительно меньше характерной длительности эксперимента, составляющей в данном случае $\sim 10^{-7}$ с. В связи с этим любопытно отметить, что в экспериментах с ударными волнами можно надеяться реализовать уникальную возможность проникновения в область абсолютной неустойчивости двухфазной системы, где $(\partial p/\partial V)_T > 0$ [56]. В критической точке, где $(\partial p/\partial V)_T = 0$, значение $(\partial p/\partial V)_S$ остается

отрицательным, так же как и внутри спинодали. Кинетика снятия неравновесности в этом случае является безактивационной, определяется главным образом теплопередачей и допускает в условиях эксперимента, как показали оценки, лишь ничтожные пересыщения, не превосходящие нескольких градусов [56].

Анализ кинетики распада металлической метастабильной жидкости показал [56], что высокие значения критических температур, сравнимые с соответствующими потенциалами ионизации, приводят к заметной термической ионизации металлического пара на бинодали. Вследствие этого метастабильная фаза должна содержать большое количество зарядов, которые являются эффективными центрами кипения и конденсации. Поскольку скорость фазового перехода пропорциональна числу зародышей новой фазы, время превращения в этих условиях оказывается весьма малым — порядка $10^{-9}$ с. Следовательно, можно говорить о наличии локальной равновесности в ударно-волновых экспериментах с испарением металлов в вакуум [61—63] и разгрузкой ударно-сжатого свинца в воздух [54] и гелий [65]. По оценкам [56], заметной неравновесности можно ожидать только при давлениях ниже 1 МПа, что, видимо, и определяет нижний предел применимости метода изоэнтропического расширения в термодинамике. Данные измерений, по-видимому, подтверждают эту точку зрения, свидетельствуя о квазиравновесном характере высокотемпературной конденсации металлов.

Отметим еще ряд работ по изучению разлета вещества после прохождения по нему мощных ударных волн [60, 66, 67]. В [60] получены две точки на адиабатах расширения плазмы урана и меди в воздух атмосферного давления. На основе этих данных сделана корректировка полуэмпирического уравнения состояния. Результаты по отражению от мягких преград ударных волн в пористой меди представлены в [69], где авторов интересовали главным образом вопросы двухфазной газодинамики.

Во второй группе экспериментов [52, 53, 64, 65, 70, 71] методом преград проводились измерения не только конечных, но и промежуточных состояний, на изэнтропе плазмы. С этой целью измерялись параметры ударных волн в преградах с различными динамическими импедансами, располагаемых по ходу волны непосредственно за образцом. Тем самым определены изоэнтропы расширения исследуемых ударно-сжатых веществ в координатах $p$, $u$. Переход от измеренных давления и массовой скорости на Римановой траектории разгрузки к термодинамическим переменным $p$, $V$, $E$ осуществлен вычислением интегралов Римана.

В [67] с этим методом зарегистрированы три изоэнтропы расширения ударно-сжатого урана. Измерения выполнены главным образом для жидкой фазы, в то время как наиболее интересная окрестность критической точки, двухфазная и плазменная области оказались не изученными, что заставило авторов [67] для описания хода изоэнтроп в области пониженных давлений ограничиться качественными оценками. В серии работ [52, 64, 70–72] проведено систематическое изучение адиабатического расширения свинца, меди, алюминия и висмута. Для расширения энтропийного диапазона эксперименты проведены как со сплошными, так и с высокопористыми образцами. Особое внимание уделялось плазменной области параметров, измерения в которой проведены при использовании в качестве преград сжатых газов с начальным давлением 0,1–5 МПа. Для измерений при более высоких давлениях в качестве преград с малым динамическим импедансом использовались легкие металлы (Al, Mg), полимеры и пенопласты.

Для увеличения энтропийного диапазона состояний, достижимых в результате ударного сжатия и изэнтропической разгрузки металлов в лабораторных экспериментах, разрабатываются сложные взрывные устройства, в которых реализуются различные принципы кумуляции ударных волн. Так для экспериментов с ураном в [67] применялись устройства со сферической сходящейся детонационной волной.

В работах [64, 70, 73] существенный прирост скорости метания плоских металлических ударников получен в каскадных устройствах, идея которых заключается в следующем. Если жестким ударником со скоростью $u_1$ возбудить ударную волну в пластине из материала с малой динамической жесткостью $\rho c$, то после отражения волны от свободной тыльной поверхности пластины последняя приобретает скорость $u_2$, значительно превышающую скорость ударника. Если же на поверхности этой легкосжимаемой буферной пластины размещен тонкий слой металла с высокой динамической жесткостью, то, в результате многократных отражений волн, он должен в итоге приобрести ту же самую скорость $u_2$ или близкую к ней. Таким образом, можно, в принципе, увеличить скорость соударения жесткого ударника с исследуемым образцом и тем самым увеличить давление и энтропию его ударного сжатия. Отношение $u_2/u_1$ определяется соотношением динамических импедансов материалов и в любом случае не превышает 2. Ясно, что прирост скорости второго ударника можно получить только в том случае, если длительность

действия высокого давления в мягкой буферной пластине достаточно велика, чтобы в процессе многократных отражений волн внутри второго ударника его скорость успела приблизиться к $u_2$. Иными словами, толщина второго ударника должна быть много меньше толщины первого. Вторым обстоятельством, которое необходимо учитывать при отработке подобных устройств, является возможность плавления метаемого слоя в результате роста энтропии в повторяющихся циклах ударного сжатия и разгрузки.

В результате оптимизационных расчетов и многочисленных экспериментов были созданы двух- и трехкаскадные метательные устройства различной конструкции. В качестве материала буферной пластины обычно используется оргстекло или мощное взрывчатое вещество. С применением таких многокаскадных устройств для плоских молибденовых ударников толщиной 0,1 — 0,2 мм удалось достичь скорости метания 13 км/с при скорости первого стального ударника около 6 км/с.

Наряду с многокаскадными устройствами были выполнены также эксперименты с применением взрывных конических генераторов маховских ударных волн [70]. Энтропийные диаграммы на рис.9.11, 9.14, 9.15 демонстрируют диапазон параметров состояния меди, висмута и свинца, изученных в экспериментах с ударными волнами. В частности, для висмута экспериментами охвачен широкий диапазон состояний от сильносжатого вещества на ударной адиабате с $p \sim 670$ ГПа, $\rho \sim 2{,}6\,\rho_0$ до разреженного металлического пара с $\rho \sim 10^{-2}\rho_0$.

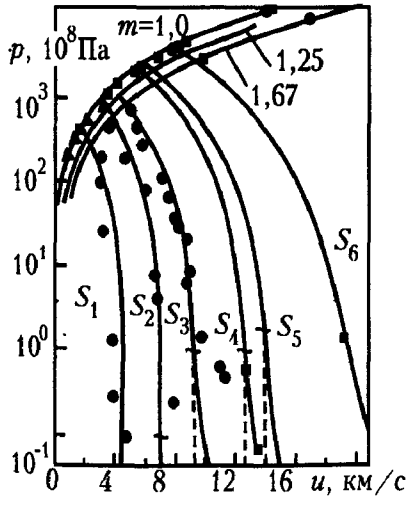


**Рис.9.14.** $p-u$ диаграмма свиица [55]: $m$ — ударные адиабаты различной пористости; $S$ — изэнтропы расширения. Штриховые линии — метастабильные ветви; точки — эксперимент.

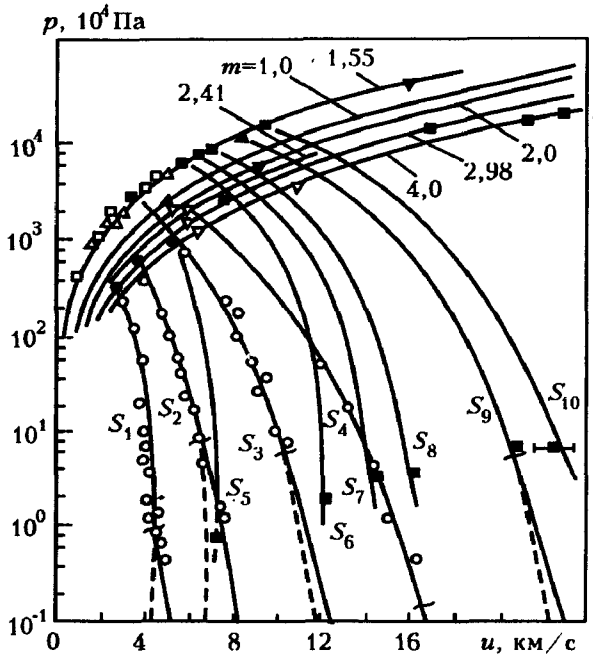


**Рис.9.15.** $p-u$ диаграмма меди [70]. Обозначения см. на рис.9.14.

Таким образом, современная экспериментальная техника позволяет путем регистрации мощных ударных волн и волн разрежения в металлических образцах единым методом проводить исследования разнообразных состояний вещества – от сильносжатой металлической плазмы, где ионы разупорядочены, а электроны вырождены, до квазинеидеальной больцмановской плазмы и разреженного металлического пара. По мере расширения в системе происходят многообразные малоизученные физические процессы – снимается вырождение электронов, коренным образом перестраивается электронный энергетический спектр, осуществляется частичная рекомбинация плотной плазмы, реализуется переход металл-диэлектрик в электронной неупорядоченной структуре и возникает неидеальная по отношению к различным видам межчастичного взаимодействия плазма. Полученные результаты дали возможность впервые объединить участки фазовой диаграммы, соответствующие радикально отличающимся физическим состояниям [74].

Наличие сильного коллективного взаимодействия затрудняет последовательное теоретическое описание вещества в этом этом диапазоне параметров, и здесь предложен ряд эвристических моделей, описывающих отдельные эффекты в относительно узких частях фазовой диаграммы. Основным качественным результатом большинства моделей является указание на возможность потери термодинамической устойчивости и расслоения сильнонеидеальной плазмы на новые экзотические фазы, что существенно исказило бы привычный вид фазовой диаграммы металлов. Проведенные эксперименты показали отсутствие заметных скачков термодинамических функций или каких-либо гидродинамических аномалий, которые можно было бы интерпретировать как специфические плазменные фазовые превращения. Подчеркнем, что обсуждаемые в литературе плазменные фазовые переходы наиболее вероятны именно в исследованном диапазоне параметров, так как увеличение температуры и уменьшение плотности больцмановской плазмы, а также увеличение давления вырожденной плазмы приводит к относительному уменьшению эффектов неидеальности. К такому же выводу относительно плазменных фазовых переходов пришли недавно и американские исследователи [62, 63].

Наибольшие стадии расширения плазмы металлов соответствуют реализации околокритических состояний. Вхождение изоэнтроп в двухфазную область жидкость-пар со стороны жидкой фазы сопровождается испарением, а со стороны газовой фазы – конденсацией. Наличие этих изломов на экспериментальных кривых рис.9.14, 9.15 и их соответствие априорным оценкам эффектов испарения [51, 56], а также результаты оптических измерений являются дополнительным свидетельством равновесности процесса двухфазного расширения. Из выполненных экспериментов следует, что фазовые диаграммы меди и свинца в исследованной их части имеют обычный вид с одной критической точкой фазового перехода жидкость-пар.

Опытные данные по ударному сжатию и изэнтропическому расширению явились основой для построения широкодиапазонных полуэмперических уравнений состояния [74 – 76].

### 9.5. Уравнения состояния при сверхвысоких давлениях

По существующим сейчас представлениям [2, 19] свойства плазмы радикальным образом упрощаются при экстремально высоких давлениях и плотностях где применима модель Томаса – Ферми и ее модификации. Нижняя граница применимости модели Томаса – Ферми $p_{гр} \sim e^2/\alpha_0^4$, соответствует давлениям $\sim$ 30 ТПа, которые значительно

превосходят возможности экспериментальных устройств, основанных на использовании химических взрывчатых веществ и баллистических установок. Поэтому в настоящее время активно ведется поиск альтернативных способов генерации сверхвысоких параметров состояния вещества. Проводятся ударно-волновые эксперименты с использованием ядерных взрывов [11–16, 17, 76–80], мощных импульсных лазеров, [81, 82], релятивистских электронных и ионных пучков, электровзрыв металлических фольг и т.д. Последние из перечисленных методов сейчас находятся лишь в стадии развития. В опытах же с сильными взрывами уже проведены уникальные измерения сжимаемости веществ при рекордно высоких давлениях.

Очевидно, что очень сложные и дорогостоящие опыты с ядерными взрывами целесообразно проводить для решения ключевых физических проблем. Наиболее яркой из таких проблем в последние годы стал вопрос о влиянии оболочечной электронной структуры атомов на термодинамические свойства плотных веществ [15]. Оболочечные эффекты проявляются в осциллирующем поведении термодинамических функций (например, ударных адиабат, изохор). Это, в свою очередь, может обусловливать существование областей аномальной сжимаемости, в которых $(\partial^2 p/\partial V^2)_S < 0$, что должно привести, в частности, к образованию ударных волн разрежения. Учет таких свойств реальных веществ в расчетах интенсивных импульсных воздействий потребовал бы модификации алгоритмов, на которых основаны современные программы математического моделирования гидродинамических процессов [76]. Это обстоятельство дополнительно подогревает интерес к оболочечным эффектам.

Как известно, для измерения ударной сжимаемости нужно определить из эксперимента два параметра ударной волны, обычно – скорость волны $D$ и скорость вещества за ударным фронтом $u$. Измерение $D$ не вызывает принципиальных затруднений. Величина $u$ в лабораторных опытах с пушками и химическими взрывчатыми веществами может быть измерена как относительным, так и абсолютным способом. Если в эксперименте организовано соударение пластин из одного и того же материала, то достаточно измерить скорость ударника, чтобы определить величину массовой скорости за фронтом ударной волны в мишени, которая точно равна половине скорости ударника. Относительные измерения проводятся методом отражения, для чего измеряются скорости ударных волн в экране из эталонного материала, через который ударная волна вводится в исследуемый образец, и в самом образце. Анализ распада разрыва

на границе между экраном и образцом с использованием уравнения состояния материала экрана позволяет по измеренным значениям волновых скоростей найти все остальные параметры ударной волны в образце. Очевидно, что точность таких измерений определяется той точностью, с которой известно уравнение состояния материала экрана.

К сожалению, невозможно использовать энергию ядерного взрыва для организации симметричного соударения пластин. Энергия взрыва столь велика, что ударник неизбежно будет испарен. По этой причине подавляющее большинство измерений в этих условиях выполнено методом отражения. Ясно, что такой метод содержит неопределенность, связанную с экстраполяционной процедурой построения ударной адиабаты эталона как раз в той области параметров, где необходимо выполнить измерения.

Американские исследователи предложили [17] схему абсолютных измерений массовой скорости в условиях ядерного взрыва, которая основана на регистрации доплеровского сдвига резонансов взаимодействия нейтронов с ядрами движущегося вещества по отношению к их положению у покоящихся ядер. Схема этих опытов показана на рис.9.16. Ударная волна создавалась в урановом экране в результате деления его ядер под воздействием потока нейтронов, образующихся при ядерном взрыве. Для этого на расстоянии 1,1 м от ядерного заряда помещался докритический блок из урана-235, экранированный от взрыва поглотителем медленных нейтронов из карбида бора. На поверхности уранового блока был смонтирован исследуемый молибденовый образец с установленными в нем световодами для измерения скорости движения фронта ударной волны. Нейтронный поток, возникающий при взрыве ядерного устройства, вызывает быстрый и равномерный нагрев урана приблизительно до 50 эВ, который сопровождается соответствующим возрастанием давления. В результате распада разрыва в молибденовом образце создается плоская ударная волна с давлением 2 ТПа. В опыте измерялась скорость фронта ударной волны и, с помощью пролетного спектрометра, регистрировались резонансные линии нейтронного поглощения в диапазоне энергий 0,3–0,8 кэВ, по доплеровскому сдвигу которых определялось значение скорости вещества.

Существенное значение для реализации этой идеи имела величина поток нейтронов в резонансной области энергий $10-10^3$ эВ. Количество таких нейтронов в делительном спектре весьма мало. Для увеличения их между ураном и образцом в [83] помещался тонкий слой водородосодержащего вещества – оргстекла. Это позволило повысить нейтронный поток на границе примерно на порядок.

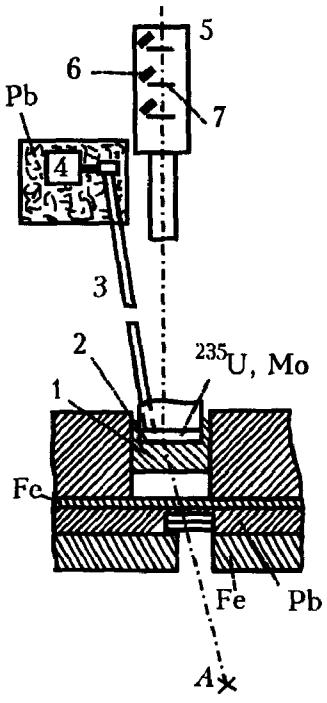


**Рис.9.16.** Схема опытов по генерации мощных ударных волн с помощью подземного ядерного взрыва [17]. *А* — ядерное устройство; *1* — поглотитель нейтронов $B_4C$; *2* — экспериментальная сборка из урана-235 и молибдена; световоды (длина 12 м); *4* — регистраторы оптического излучения; *5* — времяпролетный нейтронный спектрометр; *6* — твердотельные детекторы; *7* — фольги из лития и плутония.

Молибден в дальнейшем [78] был использован в качестве эталона в экспериментах с измерением сжимаемости урана относительным методом при давлении около 6,7 ТПа. Отметим, что при обработке этих данных авторам этой работы пришлось прибегнуть к достаточно далекой (от $p \sim 2{,}0$ ТПа до $p \sim 5$ ТПа) экстраполяции эталонной адиабаты молибдена.

В работе [14] для абсолютных измерений массовой скорости за фронтом ударной волны в алюминии использовались излучающие реперы — тонкие пластины из европия, обладающего аномально большим сечением радиационного захвата, которые размещались внутри исследуемого образца и вовлекались в движение вместе с окружающим их веществом. Под действием нейтронов ядерного взрыва реперы начинали испускать γ-излучение. Это излучение регистрировалось сцинтилляционными датчиками, которые были расположены в нескольких параллельных щелевых коллиматорах, как это показано на рис.9.17. Таким образом регистрировались моменты пересечения реперами плоскостей коллиматоров. Расстояние между коллиматорами является базой измерения скорости.

Основная масса измерений в области сверхвысоких давлений, количество которых, в общем, невелико, выполнена сравнительным методом. В качестве эталона использовались свинец [11, 12] и железо [79], для которых строились интерполяционные ударные адиабаты, связывающие область сверхвысоких ($p \backsim 10$ ТПа) давлений с доступным для абсолютных измерений диапазоном давлений до 1 ТПа. Полученные результаты могут быть использованы для проверки моделей уравнения состояния, но ответа на вопрос о влиянии

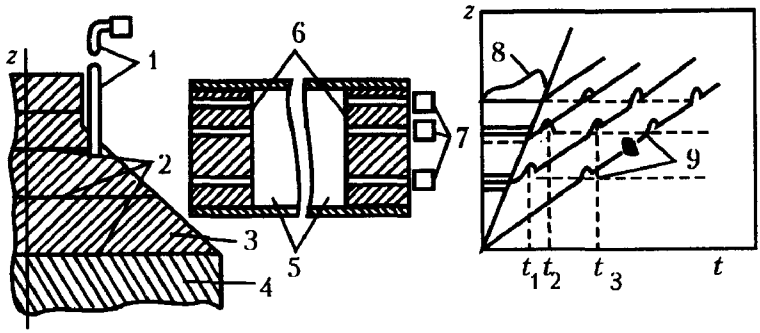


**Рис.9.17.** Схема опытов по абсолютной фиксации ударной сжимаемости алюминия [14]: *1* — оптический канал; *2* — реперные слои; *3* — исследуемое вещество; *4* — канал формирования ударной волны; *5* — коллимирующая система; *6* — коллимирующие щели; *7* — детекторы γ-излучения; *8*, *9* — сигналы излучения неподвижного и движущегося репера.

оболочечной структуры они не дают, поскольку измерения проведены ниже границы проявления оболочечных эффектов. Приближение измерений к центру ядерного взрыва [84] позволило еще выше поднять потолок достижимых давлений, доведя его до ~ 400 ТПа, однако из-за значительного затухания ударной волны в образцах и нарушения одномерности ударного сжатия погрешность измерений оказалась слишком высокой.

Наиболее явно вклад оболочечных эффектов был зафиксирован в [85]. В экспериментальных сборках возбуждались ударные волны с хорошо определенной формой фронта, измерения проводились в единой постановке при нескольких значениях давления на фронте волны. Очень тщательно был проработан способ измерения скорости ударной волны. Эта задача далеко не тривиальна, если учесть необходимость точного измерения весьма малых интервалов времени при большом удалении регистрирующей аппаратуры и в условиях мощных электромагнитных и иных помех, излучаемых взрывом. Моменты выхода фронта волны на контрольные поверхности фиксировались по возникновению свечения воздуха. Для дистанционных измерений использовались быстродействующие коаксиальные фотоэлементы, установленные на конце металлических световодов таким образом, чтобы в поле зрения каждого фотоэлемента находились три контрольные поверхности сборки: две — эталонного экрана, одна — образца. Измерялись не только скорость, но и затухание волны. Измерения проведены для следующих пар материалов: железо-алюминий, свинец-железо, железо-вода, железо-кварцит. В работе [15]

надежно были зафиксированы оболочечные эффекты на ударных адиабатах в свинце и алюминии.

### 9.6. Перспективные генераторы мощных ударных волн

Стремление к продвижению в область недоступных ранее параметров и организации ударно-волновых исследований в условиях обычной физической лаборатории побуждают к использованию новых способов импульсного воздействия на вещество. В качестве перспективных источников высоких динамических давлений рассматриваются электровзрывные и электродинамические устройства, импульсные лазеры большой мощности, сильноточные импульсные ускорители ионных и электронных пучков которые создавались для целей инерционного управляемого термоядерного синтеза и технологических приложений.

Большинство такого рода физических экспериментов выполнено с импульсными лазерами [81]. Высокая концентрация энергии достигается при фокусировке излучения на малые ($\sim 10^{-4}$ см$^2$) поверхности. Достигнутые в настоящее время удельные мощности, вкладываемые в мишени, составляют $\sim 10^{14}-10^{17}$ Вт/см$^2$ и в ближайшем будущем могут быть, по-видимому, доведены до $10^{21}$ Вт/см$^2$. Под действием интенсивного излучения поверхностный слой мишени испаряется, а возникающий при этом импульс отдачи генерирует в мишени ударную волну. Анализ [86] гидродинамических расчетов ударных волн, возникающих при воздействии лазерных систем с длиной волны $\lambda \sim 1{,}06$ мкм на разные материалы, показывает, что в этом случае имеется реальная возможность продвинуться в ультрамегабарный диапазон давлений (рис.9.18). Значительными преимуществами обладает коротковолновое лазерное излучение благодаря большой эффективности его поглощения плазмой и меньшей роли нетепловых электронов.

Высокие динамические давления создаются импульсами излучения с нано- и субнаносекундной длительностью, поэтому все измерения нужно проводить в очень тонких мишенях, толщина которых не превышает нескольких десятков микрометров. При конструировании лазерных мишеней для таких экспериментов [81, 86, 87] учитывается влияние нетепловых электронов, возникающих в зоне резонансного поглощения лазерного излучения. Размер мишени должен быть достаточно мал, либо необходимо использовать специальные экраны для уменьшения роли поверхностных токов из разогретой плазмы.

Первые опыты по возбуждению ударных волн в водороде и плексигласе были выполнены с маломощным неодимовым лазером

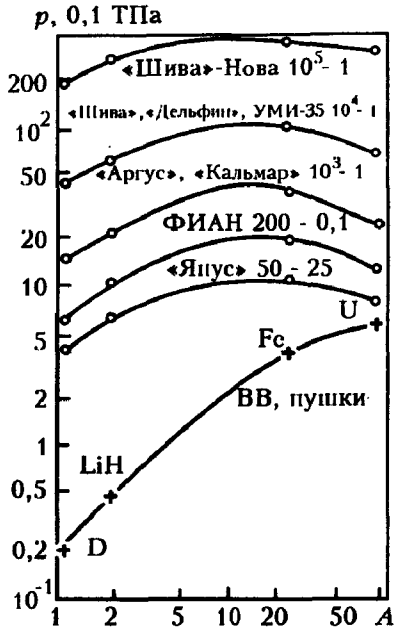


**Рис.9.18.** Максимальные давления плазмы, генерируемые различными лазерными системами [86]. Первая цифра—энергия в джоулях; вторая—время импульса в $10^{-9}$ с; нижняя кривая—доступные для техники химических ВВ и легкогазовых пушек параметры; $A$—атомный номер элемента мишени.

[88] с энергией ~ 12 Дж и длительностью импульса ~ $5 \cdot 10^{-9}$ с. Ввиду малого размера фокального пятна (40 мкм) ударные волны быстро затухали и вырождались в сферические. Для получения плоских ударных волн в [89] использовалась более мощная лазерная система: $E \sim 30$ Дж, $\tau \sim 0{,}3 \cdot 10^{-9}$ с. Измеренная скорость фронта ударной волны в алюминии в этих опытах достигала 13 км/с, что соответствует давлению ~ 0,2 ТПа. Эти давления были увеличены [90] на порядок путем использования лазера с повышенными параметрами $E \sim 100$ Дж, $\tau \sim 0{,}3 \cdot 10^{-9}$ с, дающими на мишени интенсивность излучения $8 \cdot 10^{14}$—$3 \cdot 10^{13}$ Вт/см$^2$. Здесь была использована мишень малого диаметра, уменьшающая, по мнению авторов, влияние поверхностных токов, и впервые в лазерных опытах получено соответствие теории и эксперимента [91, 92]. Давления $p \sim 3{,}5$ МПа получены на лазерной установке «Шива» [93] при облучении световым потоком с плотностью мощности $J \sim 3 \cdot 10^{15}$ Вт/см$^2$ составной мишени из алюминия и золота. В последующих работах [94] 10 лучей этой установки (энергия около 1 кДж, длительность импульса порядка 3 нс) разгоняли углеродную

фольгу толщиной 10 мкм до скорости ~ 100 км/с, что создавало при ударе об углеродную мишень ударную волну с давлением около 2 ТПа. Тот же диапазон скоростей метания пластмасовых ударников был реализован в опытах с иодным лазером [95] при характерных плотностях мощности от $10^{12}$ до $6 \cdot 10^{15}$ Вт/см$^2$.

В опытах [89] для получения информации о массовой скорости движения плазмы использован метод отражения, при котором осуществлялся переход ударной волны из алюминия ($p \sim 0{,}3$ ТПа) в золото ($p \sim 0{,}6$ ТПа). Применение $CO_2$-лазера установки «Янус» [91] дало давление ударных волн в алюминии ~ $5 \cdot 10^{11}$ Па при плотности мощности на слоистой мишени $J \sim 5 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^4$ Вт/см$^2$. В конструкцию этой мишени был введен слой золота толщиной 1 мкм для поглощения нетепловых электронов, возникающих в плазме алюминиевого аблятора.

Пример использования нетепловых электронов для изохорного нагрева плазмы представлен в [96], где нетепловые электроны с энергией $E \sim 15$ кэВ вызвали большой нагрев и взрыв слоя алюминия толщиной 3 мкм, приводящего при своем расширении к генерации ударной волны с амплитудным давлением 1,3 ТПа.

Опыты с лазерными системами предъявляют чрезвычайно высокие требования к диагностической аппаратуре: временное и пространственное разрешение должно быть порядка $10^{-11}$ с и $10^{-4}$ см. Имеющаяся в настоящее время измерительная техника позволяет определить с удовлетворительной точностью скорость ударной волны в этих условиях, в то время как определение второго параметра ударного сжатия остается проблематичным. Рассматриваются самые разнообразные возможности: метод преград [89, 97], импульсная рентгенография [94, 98], доплеровский сдвиг уровней и т.п. (см. подробнее обзор [81]).

Значительный интерес в опытах с лазерными ударными волнами представляет изучение физических эффектов при выходе ударных волн на свободную поверхность [5]. Так, в [99] при помощи скоростного ЭОП анализировалось эмиссионное оптическое излучение тыльной стороны алюминиевой мишени после прохождения по ней ударной волны с давлением ~ 0,03 – 1,2 ТПа.

Интенсивность этого излучения была затем сопоставлена с температурой ударного сжатия в рамках, впрочем, чрезмерно упрощенной модели. Затем для сходных физических условий был измерен коэффициент отражения лазерного излучения длиной волны

$\lambda \sim 0{,}57$ мкм от адиабатически расширяющейся плазмы [100], что дало информацию о высокочастотной электропроводности неидеальной плазмы $\rho \div 1$ г/см$^3$.

Мощные (около $10^{14}$ Вт) импульсные генераторы релятивистских электронов и ионов [94, 95] позволяют фокусировать корпускулярные пучки в области размером в несколько миллиметров. Вкладываемые таким образом удельные мощности $\sim 10^{14} - 10^{18}$ Вт/см$^2$ вызывают испарение и разлет внешней части мишени и возбуждают ударные волны в холодной части мишени. Характерная глубина поглощения электронов с энергией порядка МэВ в металлах составляет величину $\sim 0{,}1 - 1$ мм.

При достаточно быстром воздействии рост температуры происходит при практически постоянном объеме и сопровождается ростом давления. Данным способом достижимы давления мегабарного диапазона [101]. Близкий диапазон давлений реализуется и при воздействии ионных пучков [102], где фаза сжатия оказывается, однако, более короткой. В выполненных сейчас первых опытах по генерации ударных волн в металлах при помощи пучков релятивистских электронов [103–105] максимальные давления не превосходят 300 ГПа.

В последнее время все большее внимание уделяется схеме инициирования термоядерного синтеза ударом макроскопических лайнеров массой $\sim 0{,}1$ г, разогнанных до скоростей $10^8$ см/с [106]. Ясно, что рассматриваемые для этих целей высокоскоростные метательные устройства, основанные на электродинамических методах ускорения, могут быть использованы для генерации сверхмощных ударных волн и исследования с их помощью свойств плазмы при экстремальных давлениях и температурах. В одной из схем магнитодинамического ускорителя сверхпроводящий ударник разгоняется в неоднородном магнитном поле, создаваемом катушками, включение которых синхронизуется с движением ударника, а в другой схеме ускорение ударника осуществляется серией схлопывающихся к оси симметрии $z$-пинчей [106].

Перспективным способом продвижения по шкале давлений является электрический взрыв проводников. В [107] батарея конденсаторов емкостью $\sim 15{,}6$ Мф и напряжением 100 кВ сообщала тонкой алюминиевой фольге удельную энергию, превосходящую в 10–100 раз характерную внутреннюю энергию конденсированных ВВ.

Расширяясь, фольга сообщает пластмассовому ударнику толщиной 300 мкм скорость до 30 км/с и танталовому ударнику толщиной

30 мкм скорость до ~ 10 км/с. На этой установке выполнены измерения ударной сжимаемости тантала при давлениях 190–780 ГПа.

Таким образом, имеются достаточно определенные и увлекательные перспективы продвижения исследований свойств вещества в область все более высоких давлений и температур, сведения о которых нужны для решения многих задач современной физики и технологий будущего.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


**К предисловию**

1. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. №2. С.197.
2. *Кормер С.Б.* // УФН. 1968. Т.94 №4. С.640.
3. *Альтшулер Л.В.* // ПМТФ. 1978. №4. С.93.
4. *Бушман А.В., Фортов В.Е.* // УФН. 1983. Т.140. №2. С.177.
5. *Г.И.Канель, В.Е.Фортов.* // Успехи механики. 1987. Т.10. №3. С.3.
6. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных воли и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966.
7. *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И.* Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
8. *Райхарт Дж.С., Пирсон Дж.* Поведение материалов при импульсных нагрузках. – М. Ил. 1958.
9. *Дерибас А.А.* Физика упрочения и сварки взрывом. – Новосибирск. Наука. 1980.
10. *Эпштейн Г.Н.* Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1980.
11. Высокоскоростные явления. Ред. *Р.Кинслоу* М. Мир. 1953.
12. *Кальдирола П., Кнопфель Г.* Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир. 1974.
13. *Г.В.Степанов.* Упруго-пластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении. Киев. Наукова думка. 1991.

**К главе 1**

1. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных воли и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 686 С.
2. *Годунов С.К.* Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
3. *Безухов Н.И.* Основы теории упругости,пластичиости и ползучести. М.: Высш. школа, 1968.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
5. *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волиы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
6. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. №2. С.197.
7. *Ададуров Г.А., Трофимов В.С., Яковлева В.А.* // ФГВ. 1968. №3. С.397.

8. *Fowles R., Williams R.F.* // J. Appl. Phys. 1970. V.41. №1. P.360.

9. *Seaman L.J.* // J. Appl. Phys. 1974. V.45. №10. P.4303.

10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. — М.: Наука. 1976.

11. *Жарков В.Н., Калинин В.А.* Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. — М.: Наука. 1968.

12. *Birch F.* // J.Geophys.Res. 1952. V.57. P.227.

13. *Murnaghan F.D.* Finite deformation of elastic solid. — N.Y. 1951.

14. *Кормер С.В., Урлин В.Д.* // ДАН СССР. 1960. Т.131. С.542.

15. *Рябинин Ю.Н.* // ЖТФ. 1960. Т.30. С.739.

16. *Филиппов А.А., Кондратьев В.Н., Немчинов И.В.* // ПМТФ. 1966. №5. С.3.

17. *Slater J.C.* Introdaction to Chemical Physics. — New-York: McGraw-Hill. 1939. Chap.14.

18. *Ландау Л.Д., Станюкович К.П.* // ДАН СССР. 1945. Т.46. С.399.

19. *McQueen R.G., Marsh S.P., Taylor J.W., Fritz J.N., Carter W.J.* The equation of state of solids from shock wave studies. // In: High Velocity Impact Phenomena. / Ed. R.Kinslow. — New-York: Academic Press. 1970. P.293.

20. *Бушман А.В., Ефремов В.П., Канель Г.И., Ломоносов И.В., Уткин А.В., Фортов В.Е., Юшков Е.С.* // Хим. физика. 1992. Т.11. №3. С.414.

21. *Ломов С.А.* Введение в общую теорию сингулярных возмущений. М.: Наука. 1981.

22. *Хоскин Н.Э.* // Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. — Вычислительные методы в гидродинамике. / Ред. *Олдер Б., Фернбах С., Ротенберг М.* М.: Мир. 1967. С.264.

23. *Хоскин Н., Лембурн Б.* // Расчет общих одномерных нестационарных задач с помощью метода характеристик. — Численные методы в механике жидкостей. / Ред. *О.М.Белоцерковский.* М.: Мир. 1973, С.83.

24. *Courant R., Friedrichs K.O.* // Math. Ann. 1928. V.100. P.32.

25. *Рихтмайер Р., Мортон К.* Разиостные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.

26. *Von Neuman J., Richtmyer R.D.* // J. Appl. Phys. 1950. V.21. P.232.

27. *Годунов С.К., Забродин В.А., Иванов М.Л., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

28. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.

29. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* // Журнал выч. математики и математ. физики. 1971. Т.11. №1, С.176.

30. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск.: Наука. 1981.

31. *Lax P.D., Wendroff B.* // Comm.Pure Appl.Math. 1960. V.13. P.217.

32. *MacCormack R.W.* // AIAA Paper. №69-352. New-York. AIAA. 1969.

33. *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1980.

34. *Уилкинс М.Л.* // Расчет упруго-пластических течений. — Вычислительные методы в гидродинамике. / Ред. *Олдер Б., Фернбах С., Ротенберг М.М.*: Мир. 1967. С.212.

35. *Оран Э., Борис Дж.* Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990.

36. *Колган В.П.* // Уч. записки ЦАГИ. 1972. Т.3. №6. С.68.

**К главе 2**


1. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. №2. С.197.
2. *Graham R.A., Asay J.R.* // High Temperatures – High Pressures. 1978. V.10. P.355.
3. *Murri W.J., Curran D.R., Petersen C.F., Crewdson R.C.* // Adv. High Press. Res. USA. 1974. V.4. P.1.
4. *Бушман А.В., Фортов В.Е.* // УФН. 1983. Т.140. №2. С.177.
5. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
6. *Кальдирола П., Кнопфель Г.* Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. 484 С.
7. *Канель Г.И., Молодец А.М., Воробьев А.А.* // ФГВ. 1974. №6. С.884.
8. *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И.* Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
9. *Fowles G.R., Duvall G.E., Asay J.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 1970. V.41. №7. P.984.
10. *Степанов Г.В.* Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах нагрузки. Киев: Наукова думка, 1978.
11. *Parry D.J., Griffiths L.J.A.* // J. Phys. Sci. Instrum. 1979. V.12. №1. P.56.
12. *Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н.* Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
13. *Jones A.H., Isbell W.M., Maiden C.M.* // J. Appl. Phys. 1966. V.37. P.3493.
14. *Mihchell A.C., Nellis W.J.* // Rev. Sci. Instrum. 1981. V.52. №3. P.347.
15. *Jachson R.K.* et al. // Proc. VI Internat. Sympos. on Detonation, ONR, ACR-221. 1976. P.775.
16. *Froeschner K.E., Chau H.* et al. // Shock Waves in Condensed Matter – 1981. / Ed.: Nellis W.J., Seaman L.A., Graham R.A. AIP, New-York, 1982. P.174.
17. *Osher J., Barnes G., Chau H.* et al. // IEEE Transactions on Plasma Science, 1989. V.17. №3, P.392.
18. *Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортов В.Е.* // УФН. 1984. Т.142. №3. С.395.
19. *Trainor R.J., Graboske H.C., Long K.S., Shaner J.W.* Reprint VCRL-52562. 80257, 82141.
20. *Paisley D.L., Warnes R.H., Kopp R.A.* // Shock Compression of Condensed Matter – 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D.* et al. Els.Sc.Publ. 1992.
21. *Бабкин М.В.* – В кн.: Итоги науки и техники. Сер.: Физика плазмы. М.: ВИНИТИ, 1981, Т.1. Ч.2. С.5.
22. *Sweeney M.A., Perry F.C., Asay J.R.* // Bull. Amer. Phys. Soc., 1981. V.26. A139. P.650.
23. *Fuller J.A., Price J.H.* // Nature. 1962. V.193. №4812, P.262.
24. *Fuller J.A., Price J.H.* // Brit. J. Appl. Phys. 1964. V.15., №6. P.751.
25. *Bernstein D., Keough D.D.* // J.Appl.Phys. 1964. V.35. №5. P.1471.
26. *Барышев К.И., Болховитинов Л.Г., Голлер Е.Э.* и др. // Горный журнал. 1970. №3. С.170.
27. *Христофоров Б.Д., Голлер Е.Э., Сидорин А.Я.* и др. // ФГВ. 1971. №4. С.613.
28. *Канель Г.И.* Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНИТИ, №477-74 Деп. 1974.

29. *Bridgman P.W.* // Proc. Amer. Acad. Arts and Sci. 1911–1912, V.47. P.321.
30. *Bridgman P.W.* // Proc. Amer. Acad. Arts and Sci. 1940. V.74. P.1.
31. *Lee L.M.* // J. Appl. Phys. 1973. V.44. №9. P.4017.
32. *Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1981,.№3. С.93.
33. *Канель Г.И., Вахитова Г.Г., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1978. №2. С.130.
34. *Постнов В.И.* // В сб.: Нестационарные проблемы гидродинамики, Новосибирск, 1980. Вып.48. С.116.
35. *Дремин А.Н., Канель Г.И., Черникова О.Б.* // ПМТФ. 1981. №4, С.132.
36. *Urtiew P.A., Erickson L.M.* // In: «Dynamics of Detonations and Explosion: Detonations. Ed.: *Kuhl A.L., Leyer J.C., Borisov A.A., Sirignono W.A.* / 1991. V.133. AIAA. Washington, DC. P.371.
37. *Дремин А.Н., Канель Г.И., Глузман В.Д.* // ФГВ. 1972. №1. С.104.
38. *Ададуров Г.А., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ПМТФ. 1969. №2. С.126.
39. *Разоренов С.В., Канель Г.И., Овчинников А.А.* // В сб: Детонация. Черноголовка. 1981. С.70.
40. *Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1981. №3. С.91.
41. *Павловский М.Н.* // ЖЭТФ. 1977. Т.73. В.1. С.237.
42. *Graham R.A.* // J. Appl. Phys. 1975. V.46, P.1901.
43. *Graham R.A.* // Phys. Rev. B. 1972. V.6, P.4779.
44. *Степанов Г.В.* Упруго-пластическое деформирование и разрушение материа при импульсном нагружении. Киев, Наукова думка. 1991. 288 С.
45. *Bauer F.* // Proc. 1-st Symp. on Gauges and Piezoresistive Materials. A.D.E.R.A. Bordeaux. 1981.
46. *Уртьев П.А., Эриксон Р.М., Хейс Б., Паркер М.Л.* // ФГВ. 1986, №5, С.113.
47. *Иванов А.Г., Новиков С.А.* // Приборы и техника эксперим. 1963. Т.7. №1. С.135.
48. *Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К.* Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука. 1970.
49. *Fritz J.N., Morgan J.A.* // Rev. Sci. Instrum. 1973. V.44. P.215.
50. *Barker L.M., Hollenbach R.E.* // J. Appl. Phys. 1972. V.43. P.4669.
51. *Asay J.R., Barker L.M.* // J. Appl. Phys. 1974. V.45. №6. P.3540.
52. *Chhabildas L.C., Asay J.R.* // J. Appl. Phys. 1979. V.50. №4. P.2749.
53. *Bloomquist D.D., Sheffield S.A.* // J. Appl. Phys. 1983. V.54. №4. P.1717.
54. *McMillan C.F., Goosman D.R., Parker N.L.* et al. // Rev.Sci. Instrum. 1988. V.59. №1. P.1.
55. *Ашаев В.К., Левин А.Д., Миронов О.Н.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т.6. №5. С.1005.
56. *McQueen R.G., Hopson J.W., Fritz J.N.* // Rev. Sci. Instr. 1982. V.53. №2. P.245.
57. *Воскобойников И.М., Гогуля М.Ф.* // Хим. физика, 1984, Т.3. №7. С.1036.
58. *Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1972. №1. С.147.

**К главе 3**

1. *Hartman W.F.* // J. Appl. Phys. 1964. V.35. №7. P.2090.
2. *Москвитин В.В.* Пластичность при переменных нагружениях. М.: Изд-во МГУ, 1965.

3. *Гохфельд Д.А., Садаков О.С.* Пластичность и ползучесть элементов конструкций при повторных нагружениях. М.: Машиностроение, 1984.
4. *Moss W.C., Glenn L.A.* // In: Shock Waves in Condensed Matter, 1983 / Ed.: *Asay J.R., Graham R.A., Straub G.K.* Elsevier Science Publ. B.V., 1984. P.133.
5. *Годунов С.К.* Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
6. *Степанов Г.В.* Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах нагрузки. Киев: Наукова думка, 1978.
7. *Писаренко Г.С., Лебедев А.А.* Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии. Киев: Наукова думка, 1976.
8. *Duvall G.E.* // Iran. J. Sci. Techn. 1978. V.7. №1. P.57.
9. *Rosenfield A.R., Hahn G.T.* // Trans. ASME. 1966. V.59. P.962.
10. *Campbell J.D.* // Material Science and Engineering. 1973. V.12. №1. P.3.
11. *Curran D.R.* // J. Appl. Phys. 1963. V.34. №9. P.2677.
12. *Kusubov A.S., Von Thiel M.J.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №2. P.893.
13. *Kusubov A.S., Von Thiel M.J.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №9. P.3776.
14. *Erkman J.O., Christensen A.S.* // J. Appl. Phys. 1967. V.38. №9. P.5395.
15. *McMillan A.R.* // Bull. Amer. Phys. Soc. 1968. V.13. №12. P.1680.
16. *Воробьев А.А., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ПМТФ. 1974. №5. С.94.
17. *McQueen R.G., Fritz J.N., Morris C.E.* // In: Shock Waves in Condensed Matter, 1983 / Ed.: *Asay J,R., Graham R.A., Straub G.K.* Elsevier Science Publ. B.V. 1984. P.95.
18. *McQueen R.G., Hopson J.W., Fritz J.N.* // Rev. Sci. Instr. 1982. V.53. №2. P.245.
19. *Brown J.M., Shaner J.W.* // In: Shock Waves in Condensed Matter, 1983 / Ed.: *Asay J.R., Graham R.A., Straub G.K.* Elsevier Science Publ.B.V. 1984. P.91.
20. *McQueen R.G., Hopson J.W., Fritz J.N.* // Rev. Sci. Instr. 1982. V.53. №2. P.245.
21. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. №2. С.197.
22. *Альтшулер Л.В., Кормер С.Б., Бражник М.И.* и др. // ЖЭТФ. 1960. Т.38. №4. С.1061.
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
24. *Asay J.R., Hayes D.B.* // J. Appl. Phys. 1975. V.46. №11. P.4789.
25. *Глузман В.Д., Канель Г.И., Лоскутов В.Ф., Фортов В.Е., Хорев И.Е.* // Проблемы прочности. 1985. №8. С.52.
26. *Канель Г.И., Щербань В.В.* // ФГВ. 1980. №4. С.93.
27. *Канель Г.И.* // В сб.: Детонация. Критические явления. Физикохимические превращения в ударных волнах. Черноголовка. 1978. С.101.
28. *Taylor J.W., Rice M.* // J. Appl. Phys. 1963. V.34. №2. P.364.
29. *Rohde R.W.* // Acta metallurgica. 1969. V.17. №3. P.353.
30. *Новиков С.А., Синицын В.А., Иванов А.Г., Васильев Л.В.* // Физ. металлов и металловедение. 1966. Т.21. №3. С.453.
31. *Johnson J.N., Barker L.M.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №11. P.4321.
32. *Swegle J., Grady D.E.* // J. Appl. Phys. 1985. V.58. №2. P.692.
33. *Кормер С.Б.* УФН.Т.94. №4. С.640.

34. *Разоренов С.В., Канель Г.И.* // Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск. 1984. С.92.

35. *Cowan G.R.* // Trans. Metal. Soc. AIME. 1965. V.233. №6. P.112.

36. *Kumar A., Kumble R.R.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №9. P.3475.

37. *Gilman J.* // J. Appl. Mech. Rev. 1968. V.21. №8. P.767.

38. *Дремин А.Н., Канель Г.И., Черникова О.Б.* // ПМТФ. 1981. №4. С.132.

39. *Chua J., Ruoff A.* // J. Appl. Phys. 1975. V.46. №11. P.4659.

40. *Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ПМТФ. 1976. №2. С.146.

41. *Asay J.R., Chhabildas L.C., Dandekar D.P.* // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №9. P.4774.

42. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1988. №6. С.67.

43. *Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н.* // ФММ. 1978. Т.46. №1. С.201.

44. *Asay J.R., Chhabildas L.C.* // In: Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals. / New-York. 1981. P.417.

45. *Эпштейн Г.Н.* Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1980.

46. *Могилевский М.А.* Механизм деформации при нагружении ударными волнами. ВИНИТИ, №2830-80 Деп., 1980.

47. *Viechnicki D.J., Slavin M.J., Kliman M.I.* // Ceramic Bull. 1991. V.70. №.6. P.1035.

48. *Schock R.N., Heard N.C., Stephens D.R.* // J. Geophys. Res. 1973. V.78, №26, P.5922.

49. *Brace W.F., Paulding B.W., Scholz C.* // J. Geophys. Res. 1966. V.71, №16, P.3939.

50. *Green S.L., Lesia J.D. et al.* // J. Geophys. Res. 1972. V.77. P.3711.

51. *Grady D.E.* // J. Geophys. Res. 1980. V.85. №B2. P.913.

52. *Recht R.F.* // Trans. ASME, J. Appl. Mech. 1964. V.31E. №2. P.189.

53. *Rogers H.C.* // Ann. Rev. Mater. Sci. 1979. V.9. P.283.

54. *Kipp M.E., Grady D.E.* // Shock Compression and Release in High-Strength Ceramics. Sandia Report SAND89-1461, UC-704. 1989.

55. *Kipp M.E., Grady D.E.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1989. Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. 1990. P.377.

56. *Grady D.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D.* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.455.

57. *Rozenberg Z.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D.* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.439.

58. *Rosenberg Z., Brar N.S., Bless S.J.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D.* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.471.

59. *Dandekar D.P.* // In: High Pressure Science and Technplogy. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Schaner J.W.* et al. American Institute of Physics. AIP Conference Proceedings 309. 1994. P.729.

60. *Ewart L., Dandekar D.P.* // In: High Pressure Science and Technplogy. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Schaner J.W.* et al. American Institute of Physics. AIP Conference Proceedings 309. 1994. P.1201.

61. *Dandekar D.P., Bartkowski P.* // In: High Pressure Science and Technplogy. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Schaner J.W.* et al. American Institute of Physics. AIP Conference Proceedings 309. 1994. P.733.

62. *Winkler W.D., Stilp A.J.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D.* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.475.

63. *Louro L.H.L., Meyers M.A.* // J. Mat. Sci. 1989. V.24. P.2516.

64. *Louro L.H.L., Meyers M.A.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1989. / Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. 1990. P.465.

65. *Graham R.A., Brooks W.P.* // J. Chem. Solids. 1971. V.32, №10. P.2311.

66. *Munson D.E., Lawrence R.J.* // J. Appl. Phys. 1979. V.50, №10. P.6272.

67. *Rosenberg Z., Yeshurun Y.* // J. Appl. Phys. 1985. V.58. №8. P.3077.

68. *Yaziv D., Yesshurun Y., Partom Y., Rosenberg Z.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *Schmidt S.C., Holmes N.C.* Els. Sc. Publ. B.V. 1988. P.297.

69. *Rosenberg Z., Yeshurun Y.* // J.Appl.Phys. 1986. V.60. №5. P.1844.

70. *Rosenberg Z., Yaziv D., Yeshurun Y., Bless S.J.* // J. Appl. Phys. 1987. V.62. №3. P.1120.

71. *Mashimo T., Hanaoka Y., Nagayama K.* // J. Appl. Phys. 1988. V.63. №2. P.327.

72. *Rosenberg Z., Brar N.S., Bless S.J.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1989. / Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. B.V. 1990. P.385.

73. *Gust W.H., Royce E.B.* // J. Appl. Phys. 1971. V.42. №1. P.276.

74. *Ahrens T.J., Gust W.H., Royce E.B.* // J. Appl. Phys. 1968. V.39. №10. P.4610.

75. *Kipp M.E., Grady D.E.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1989. / Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. B.V. 1990. P.377.

76. *Gust W.H., Holt A.C., Royce E.B.* // J.Appl.Phys. 1969. V.44. №2. P.550.

77. *Ahrens T.J., Duvall G.E.* // J. Geophys. Res. 1966. V.71. №18. P.4349.

78. *Grady D.E., Murri W.J., Fowles G.R.* // Geophys. Res. 1974. V.79. №2. P.332.

79. *Ahrens T.J., Gregson V.G.* // J. Geophys. Res. 1964. V.69. P.4839.

80. *Graham E.K., Ahrens T.J.* // J. Geophys. Res. 1973. V.78. №2. P.375.

81. *Grady D.E., Hollenbach R.E., Schuler K.W.* // J. Geophys. Res. 1977. V.82. P.1325.

82. *Larson D.B.* // J. Geophys. Res. 1980. V.85B. №1. P.293.

83. *Brace W.F., Jones A.N.* // J. Geophys. Res. 1971. V.76. №20. P.4913.

84. *Schock R.N., Heard H.C.* // J. Geophys. Res. 1974. V.79. №11. P.1662.

85. *Arndt J., Stofler D.* // Phys. Chem. Glasses. 1969. V.10. №3. P.117.

86. *Uhlmann R.* // J. Non-Crystalline Solids. 1973/74. V.13. №1. P.89.

87. *Arndt J., Hornemann V., Muller W.F.* // Phys. Chem. Glasses. 1971. V.12. №1. P.1.

88. *Ананьин А.В., Бреусов О.Н., Дремин А.Н.* и др. // ФГВ. 1974. №4. С.578.

89. *Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1977. Т.13 №6. С.905.

90. *Rasorenov S.V., Kanel G.I., Fortov V.E., Abasehov M.M.* // High Pressure Research. 1991. V.6. P.225.

91. *Wackerle J.* // J. Appl. Phys. 1962. V.33. №3. P.922.

92. *Sugiura H., Kondo K., Sawaoka A.* // J. Appl. Phys. 1981. V52. №5. P.3375.

93. *Brar N.S., Rozenberg Z., Bless S.J.* // J. de Physique IV 1(C3). 1991. P.639.

94. *Raiser G., Clifton R.J.* // High Pressure Science and Technology. 1993. / Ed.: Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M. AIP Conference Proceedings 309. New-York. 1994. P.1039.

95. *Галин Л.А., Черепанов Г.П.* // ДАН СССР. 1966. Т.167. №3. С.543.

96. *Галин Л.А., Рябов В.А., Федосеев Д.В., Черепанов Г.П.* // ДАН СССР. 1966. Т.169. №5. С.1034.

97. *Слепян Л.И.* // Инж. журнал. Механика тв. тела. 1968. №4. С.190.

98. *Зельманов И.Л., Кологривов В.И., Красавин А.А.* и др. // Физика Земли. 1974. №10. С.80–91.

99. *N.S.Brar, S.J.Bless, and Z.Rozenberg.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V.59(26). P.3396.

100. *Шишкин Н.И.* // ФТТ. 1960. Т.2. №2. С.358.

101. *Ernsberger F.M.* // J. Amer. Ceram. Soc. 1968. V.51. №10. P.545.

102. *Уилкинс М.Л.* // В кн. «Вычислительные методы в гидродинамике». М.: Мир. 1967. С.212.

103. *T.Mashimo.* // In: Shock Waves in Condensed matter 1987. / Ed.: *S.C.Schmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. B.V. 1988. P.289.

104. *Brannon P.J., Konrad C., Morris R.W., Jones E.D., Asay J.R.* // J. Appl. Phys. 1983. V.54. №11. P.6374.

105. *Graham R.A.* // J. Phys. Chem. Solids. 1974. V.35. N3. P.355.

106. *Бухина М.Ф.* Техническая физика эластомеров. М.: Химия. 1984.

107. *Аскадский А.А.* Деформация полимеров. М.: Химия. 1973.

108. *Калмыков Ю.Б., Канель Г.И., Пархоменко И.П., Уткин А.В., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1990. №1. С.126.

109. *Weaver C.W., Paterson M.S.* // J. Polym. Sci. 1969. V.7. Pt A-2. №3.

110. *Beasley D., Turner G.I., Edwards K.L.* // J. Mater. Sci. 1975. V.10. P.436.

111. *Bucher B.M., Karnes C.H.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №7. P.2967.

112. *Boade R.R.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №9. P.3781.

113. *Herrmann W.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. P.2490.

114. *Carroll M.M., Holt A.C.* // J. Appl. Phys. 1972. V.43. №4. P.1626.

115. *Butcher B.M., Carroll M.M., Holt A.C.* // J. Appl. Phys. 1974. V.45. №9. P.3864.

116. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 686 С.

117. *Hofmann R., Andrews D.Y., Maxwell D.E.* // J. Appl. Phys. 1968. V.39. №10. P.4555.

118. *Беляков Г.В.* // ДАН СССР. 1974. Т.218. №6. С.1280.

119. *Williamson R.L., Wright R.N.* // In: Shock Compression of Condensed Matter 1989. Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Pub. B.V. 1990. P.487.

120. *Campbell J.D.* // Mater. Sci. Engin. 1973. V.12. №1. P.3.

121. *Николас Т.* // В сб.: Динамика удара. М.: Мир. 1985. С.198.

122. *Kolsky H.* // Proc. Phys. Soc. B. 1949. V.62. P.676.

123. *Li C.H., Clifton R.J.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1981. / Ed.: *Nellis W.J., Seaman L., Graham R.A.* N.Y. 1981. P.360.

124. *Leygonic J., Bergon J.* // In: Behaviour of dense media under high dynamic pressures. Paris. 1968.

125. *Bloomquist D.D., Sheffield S.A.* // J. Appl. Phys. 1983. V.54. №4. P.1717.

126. *Johnson P.C., Stein B.A., Davis R.S.* // ASTM Spec. Tech. Publ. 1962. V.336. P.195.

127. *Карден А.Е., Вильямс П.Е., Кэрп Р.Р.* // В сб.: Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. М.: Мир. 1985. С.51.

128. *Hoggat C.R., Recht R.F.* // Exp. Mech. 1969. V.9. P.441.

129. *Рыжанский В.А., Минеев В.Н., Цыпкин В.И.* и др. // ФГВ. 1976. Т.12. №1. С.120.

130. *Morris C.E.* (Ed). Los Alamos Shock Wave Profile Data. // University of California Press. USA. 1982.

131. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1984. №5. С.60.

132. *Канель Г.И., Петрова Э.Н.* // В сб.: Детонация. Черноголовка, 1981. С.136.

**К главе 4**

1. *Уилкинс М.* Расчет упруго-пластического течения. В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир. 1967. С. 232.

2. *Herrmann W., Lawrence R.J.* // Trans. ASME– J. of Eng.Mater. Technology. 1978. V.100. P.84.

3. *Кукуджанов В.Н.* // Успехи механики. 1985. Т.8. №4. С.21.

4. *Пэжина П.* Основные вопросы вязкопластичности. М.: Мир. 1968.

5. *Steinberg D.J., Cochran S.G., and Guinan M.W.* // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №3. P.1498.

6. *Steinberg D.J., Lund C.M.* // J. Appl. Phys. 1989. V.65. №4. P.1528.

7. *Работнов Ю.Н.* Элементы наследственной механики твердых тел. М.: Наука. 1977.

8. *Эпштейн Г.Н.* Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1980.

9. *Могилевский М.А.* Механизм деформации при нагружении ударными волнами. ВИНИТИ, №2830-80 Деп., 1980.

10. *Arvidson T., Eriksson L.* // In: Metal. Effects of High Strain Rates. N.Y.–London. 1973. P.605.

11. *Smith C.S.* // Trans. AIME. 1958. V.214. P.574.

12. *Murr L.E., Moin E., Wongwiwat K., Standhammer K.P.* // Scripta Metallurgica. 1978. V.12, №5. P.425.

13. *Johnson J.N.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №5. P.2257.

14. *Gilman J.* // J. Appl. Mech. Rev. 1968. V.21. №8. P.767.

15. *Писаренко Г.С., Красовский А.Я.* // Проблемы прочности. 1970. №11. С.6.

16. *Johnson J.N., Barker L.M.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №11. P.4321.

17. *Taylor J.W.* // J. Appl. Phys. 1965. V.36. №10. P.3146.

18. *Read M.E.* // In: Metal. Effects of High Strain Rates. N.Y.–London. 1973.

19. *Нигматулин Р.И., Холин Н.Н.* // Механ. тв. тела. 1974. №4. С.131.

20. *Фомин В.М., Хакимов Э.М.* // ПМТФ. 1979. №5. С.114.

21. *Платова Т.М., Глазырин В.П., Макаров П.В.* // В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка. 1978. С.84.

22. *Johnson J.M., Jones O.E., Michaels T.E.* // J. Appl. Phys. 1970. V.41. №6. P.2330.

23. *Johnson J.N., Hixon R.S., Gray III G.T., Morris C.E.* // J. Appl. Phys. 1992. V.72. №2. P.429.

24. *Могилевский М.А., Бордзиловский С.А., Горшков Н.Н.* // ФГВ. 1978. №6. С.110.

25. *Красовский А.Я.* Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наукова думка. 1980.

26. *Канель Г.И.* // ПМТФ. 1982. №2. С.105.

27. *Гохфельд Д.А., Садаков О.С.* Пластичность и ползучесть элементов конструкций при повторных нагружениях. М.: Машиностроение. 1984.

28. *Swegle J.W., Grady D.E.* // J. Appl. Phys. 1985. V.58. №2. P.692.

29. *Канель Г.И.* // Проблемы прочности. 1988. №9. С.55.

30. *Addessio F.L., Johnson J.N.* // J. Appl. Phys. 1990. V.67. №7. P.3275.

31. *Grove D.J., Rajendran M.* // In: High Pressure Science and Technplogy. 1993. / Ed.: *S.C.Schmidt, J.W.Schaner* et al. American Institute of Physics. AIP Conference Proceedings 309. 1994. P.749.

32. *Steinberg D.J.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *S.C.Schmidt, R.D.Dick* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.447.

33. *Steinberg D.J., Cochran S., Guinan M.* // J. Appl. Phys. 1980. V.51. P.1498.

34. *Davis J.F., Furlong J.R., Alme M.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *S.C.Schmidt, R.D.Dick* et al. Els. Sc. Publ. 1992. P.479.

35. *Herrmann W.* // J. Appl. Phys. 1969. V.40. №6. P.2490.

36. *Boade R.R.* // In: Shock Waves and Mechanical Properties of Solids. / Ed.: *J.J.Burke, V.Weiss*, Syracuse University Press. New-York. 1971. P.263.

37. *Carroll M.M., Holt A.C.* // J. Appl. Phys. 1972, V.43, №2, P.759.

38. *Ki-Hwan Oh and Per-Anders Persson.* // J. Appl. Phys. 1989. V.66. №10. P.4736.

39. *Carroll M.M., Holt A.C.* // J. Appl. Phys. 1972. V.43. №4. P.1626.

40. *Butcher B.M., Carroll M.M., Holt A.C.* // J. Appl. Phys. 1974. V.45. №9. P.3864.

41. *Dunin S.Z., Surkov V.V.* // J. Appl. Mech. Techn. Phys. (USSR), 1979. №5. P.106.

42. *Swegle J.W.* // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №5. P.2574.

43. *Hasainov B.A., Borisov A.A., Ermolaev B.S., Korotkov A.I.* // In: Seventh Sympos. (Internat.) on Detonation. NSWC MP 82-334. 1981. P.435.

44. *Hasainov B.A., Borisov A.A., Ermolaev B.S.* // In: Shock Waves, Explosions and Detonations. Progress in Astronautics and Aeronautics. 1983. V.87. P.492.

45. *Attetkov A.V., Vlasova L.N., Selivanov V.V., Soloiev V.S.* // Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz. (USSR). 1984. №6. P.119.

46. *Frey R.* // In: Eighth Sympos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. NM. V.1. P.385.

**К главе 5**

1. *McQueen R.G., Marsh S.P.* // J. Appl. Phys. 1962. V.33. №2. P.654.

2. *Breed B.R., Mader C.L., Venable D.* // J. Appl. Phys. 1967, V.38. №8, P.327.

3. *Smith J.H.* // ASTM Spec. Tech. Publ. 1962. №336. P.264.
4. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* // ПМТФ. 1982. №6. С.108.
5. *D.R.Curran, L.Seaman, D.A.Shockey.* // Phys. Reports, 1987, vol.147, no.5 & 6, pp.253–388.
6. *Канель Г.И., Петрова Э.Н.* // В сб.: Детонация. Черноголовка, 1981, С.136.
7. *Степанов Г.В.* Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах нагрузки. Киев: Наукова думка, 1978.
8. *Erlich D.C., Wooten D.C., Crewdson R.C.* // J. Appl. Phys. 1971. V.42. №13, P.5495.
9. *Г.И.Канель, А.В.Уткин.* // ПМТФ. 1991. №4. С.23.
10. *Канель Г.И., Черных Л.Г.* // ПМТФ. 1980. №6. С.78.
11. *Глузман В.Д., Канель Г.И.* // ПМТФ. 1983. №4. С.146.
12. *Уткин А.В.* // ПМТФ. 1993. №4. С.140.
13. *Уткин А.В.* // ПМТФ. 1992. №6. С.82.
14. *Глузман В.Д., Канель Г.И., Лоскутов В.Ф., Фортов В.Е., Хорев И.Е.* // Проблемы прочности. 1985. №8. С.52.
15. *Канель Г.И.* // ФГВ. 1982. №3. С.77.
16. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ДАН СССР. 1984. Т.275. №2. С.369.
17. *Писаренко Г.С., Лебедев А.А.* Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии. Киев, Наукова думка, 1976, 416 с.
18. *Blincow D.W., Keller D.W.* // ASTM Spec. Tech. Publ. 1962. №336. P.252.
19. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ЖТФ. 1986. Т.56. №3. С.586.
20. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ДАН СССР. 1987. Т.294. №2. С.350.
21. *Новиков С.А., Дивнов И.И., Иванов А.Г.* // ФММ. 1966. Т.21. №4. С.608.
22. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* // Проблемы прочности. 1985. №1. С.63–65.
23. *Bless S.J., Paisley D.L.* // In: Shock Wave in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *Asay J.R., Graham R.A.* 1984. P.163.
24. *Молодец А.М., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1986. №2. С.110.
25. *Мержиевский Л.А., Титов В.М.* // ДАН СССР. 1986. Т.286. №1. С.109.
26. *Бриджмен П.* Исследования больших пластических деформаций и разрыва. М.: Иностр. литература, 1955.
27. *Разоренов С.В., Канель Г.И.* // ФММ. 1992. №11. С.141.
28. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V.* et. al. // J. Appl. Phys. 1993. V.74. №12. P.7162.
29. *Канель Г.И., Разоренов С.В.* // Ударно-волновое нагружение металлов. Движение поверхности образца. / Препринт. Черноголовка. ОИХФ АН СССР, 1989.
30. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Fortov V.E., Baumung K.*, et. al. // J.Appl.Phys. 1993. V.74. №12. P.7162.
31. *Paisley D.L., Warnes R.H., Kopp R.A.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* 1992. Els. Sci. Publ. B.V.

32. *Бокштейн С.З., Светлов Н.Л.* Нитевидные кристаллы и их свойства. Москва. 1966. 44 С.

33. *Авербах Б.Л.* В сб. Разрушение. Ред. *Г.Либовиц.* М.: Мир. 1973. Т.1. 471 С.

34. *Kanel G.I., Rasorenov S.V., Fortov V.E.* // In: Schock-Wave and High-Strain--Rate Phenomena in Materials. Ed.: *M.A.Meyers, L.E.Murr, K.P.Staundhammer.* Marcel Dekker, Inc., N-Y, Basel, Hong Kong. 1992. P.775.

35. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* 1992. Els. Sci. Publ. B.V. P.451.

36. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Яловец Т.Н.* // Хим. физика, 1993. Т.12. №2. С.175.

37. *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Baumung K., Karow H.U., Licht V.* // In: High-Pressure Science & Technology. 1993. Ed. *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP. Conf. Proc. 309, Part 2. New-York. 1994. P.1043.

38. *Grady D.E., Hollenbach R.E.* // Geophys. Res. Lett. 1979. V.6. №2, P.73.

39. *Graham R.A., Brooks W.P.* // J. Phys. Chem. Sol. 1971. V.32. P.2311.

40. *Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1977. №6. С.905.

41. *Sugiura H., Kondo K., Sawaoka A.* // J. Appl. Phys. 1981. V.52. №5. P.3375.

42. *Канель Г.И., Молодец А.М.* // ЖТФ. 1976. Т.46. №2, С.398.

43. *Бартенев Г.М., Сандитов Д.С.* // ДАН СССР. 1973. Т.209. №6. С.1322.

44. *Ernsberger F.M.* // J. Amer. Ceram. Soc. 1968. V.51. №10. P.545.

45. *Rosenberg Z.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* Els. Sc. Publ. B.V. 1992. P.439.

46. *Dandekar D.P., Bartkowski P.* // In: High Pressure Science and Technology. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conf. Proc. 309. 1994. P.733.

47. *Grady D.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* Els. Sc. Publ. B.V. 1992. P.455.

48. *Winkler W.D., Stilp A.J.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* Els. Sc. Publ. B.V. 1992. P.475.

49. *Dandekar D.P.* // In: High Pressure Science and Technology. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conf. Proc. 309. 1994. P.729.

50. *Kipp M.E., Grady D.E.* // In: Shock Compression of Condensed Matter. 1991. / Ed.: *Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G.* Els. Sc. Publ. B.V. 1992. P.459.

51. *Staehler J.M., Predeborn W.W., Pletka B.J.* // In: High Pressure Science and Technology. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conf. Proc. 309. 1994. P.745.

52. *Bourne N.K., Rosenberg Z., Grouch I.G., Field J.E.* // In: High Pressure Science and Technology. 1993. / Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conf. Proc. 309. 1994. P.769.

53. *Канель Г.И., Питюлин А.Н.* // ФГВ. 1984. №4. С.85.

54. *Пархоменко И.П., Уткин А.В.* // В сб.: «Исследование свойств веществ в экстремальных условиях». М.: ИВТАН, 1990, С.126.

55. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С.* // ПМТФ. 1982. №1. С.143.

56. *Kalthoff J.F., Shockey D.A.* // J. Appl. Phys. 1977. V.48. №3. P.986.

57. *Curran D.R., Shockey D.A., Seaman L.* // J. Appl. Phys. 1973. V.44. №9. P.4025.

58. *Калмыков Ю.Б., Канель Г.И., Пархоменко И.П., Уткин А.В., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1990. №1. С.126.

59. *Канель Г.И., Толстикова З.Г., Уткин А.В.* // ПМТФ. 1993. №3, С.115.

60. *Эйрих Ф.Р., Смит Т.Л.* // Разрушение / Под ред. *Г.Либовица*. М.: Мир. 1976. Т.7. Ч.2.

61. *Gent A.N., Lindley P.B.* // Proc. Roy. Soc. London. 1959. Ser. A. V.249. №1.

62. *Weirick L.J.* // In: 9-th Symposium (International) on Detonation. Portland. USA. 1989. V.1.

63. *Huang F., Bai C., Ding J.* // In: «Shock Compression in Condesed Matter. 1991. / Proc. Conf. Amsterdam. A.O.Els. 1992.

64. *Сиротюк М.Г.* Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации. В сб.: «Мощные ультразвуковые поля». М.: Наука, 1968.

65. *Корнфельд М.* Упругость и прочность жидкостей. Москва – Лениград, Гос. Изд. Техн. Теор. Литературы, 1951.

66. *Trevena H.D.* // Contept. Phys. 1967. V.8. P.185.

67. *Зельдович Я.Б.* // ЖЭТФ. 1942. Т.12. №11. С.525.

68. *Erlich D.C., Wooten D.C., Crewdson R.C.* // J. Appl. Phys. 1971. V.42. №13. P.5495.

69. *Couzens D.C.F., Trevena D.H.* // Nature. 1969. V.222. №5192, P.473.

70. *Butcher B.M., Barker L.M., Munson D.E., Lundergan C.D.* // AIAA.J. 1964. V.2. №6. P.977.

71. *Альтшулер Л.В., Новиков С.А., Дивнов В.В.* // ДАН СССР. 1966. Т.166. №1. С.67.

72. *Фадеенко Ю.И.* // В сб.: Динамические задачи механики сплошных сред. 1977. №32. С.95.

73. *Иванов А.Г.* // ФГВ. 1975. Т.11. №3. С.475.

74. *Канель Г.И.* // Физ. горения и взрыва, 1982, №4, стр.84 – 88.

75. *Grady D.E.* // J. Mech. Phys. Solids. 1988. V.36. №3. P.353.

76. *Тарасов Б.А.* // Проблемы прочности. 1974. №3. С.121.

77. *Тарасов Б.А.* // Проблемы прочности. 1972. №12. С.63.

78. *Никифоровский В.С., Шемякин Е.И.* Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979.

79. *Сугак С.Г., Канель Г.И., Фортов В.Е., Ни А.Л., Стельмах В.Г.* // ФГВ. 1983. №2. С.121.

80. *Канель Г.И., Разоренов С.В.* // В сб.: Исследование свойств вещества в экстремальных условиях. Москва. 1990. С.131.

81. *Griffith A.A.* // Philos. Trans. Roy. Soc. London. 1920. V.221. P.163.

82. *Griffith A.A.* // In: Proceeding of the 1-th Internat. Congress Applied Mechanics. Delft. 1924. P.55.

83. *Бичем К.Д.* // В сб.: Разрушение. / Ред. *Либовиц Г.М.*: Мир. 1973. Т.1. С.265.

84. *Рыбин В.В., Лихачев В.А.* // ФММ. 1977. Т.44. №5. С.1083.

85. *Мороз Л.С.* Механика и физика деформции и разрушения материалов. Л.: Машиностроение. 1984.

86. *Meyers M.A., Aimone C.A.* // Progress in Materials Science. 1983 V.28 P.1.

87. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* // ЖПМТФ. 1982. №6. С.108.

88. *Голубев В.К.* // ЖПМТФ. 1983. №6 С.159.

89. *Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* // Проблемы прочности. 1985. №1 С.63.

90. *Журков С.Н.* // Вестн. АН СССР. 1968. №3. С.46.

91. *Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е.* Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука. 1974.

92. *Ахмадеев Н.Х.* Динамическое разрушение твердых тел в волнах напряжений. Уфа. Изд-во БНЦ УрО АН СССР. 1988.

93. *Barbee T.W., Seaman J.L., Crewdson R.J.* // Materials. 1972. V.7. №3. P.393.

94. *Erlich D.C., Wooten D.C., Crewdson R.C.* // J. Appl. Phys. 1971. V.42. №13. P.5495

95. *Johnson J.N.* // J. Appl. Phys. 1981. V.52. №4. P.2812.

96. *Kanel G.I., Utkin A.V.* // Estimation of the spall fracture kinetics from the free-surface velocity profiles. In: Shock Compression of Condensed Matter–1995.

97. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1984. №5. С.60.

98. *Романченко В.И., Степанов Г.В.* // ПМТФ. 1980. №4. С.141.

99. *Мещеряков Ю.И., Дивков А.К., Кудряшов В.Г.* // ФГВ. 1988. №2. С.126.

100. *Taylor J.W.* // In: Dislocation Dynamics. Ed.: *Rosenberg A.R.* a.o. New-York. 1968.

101. *Speight C.S., Taylor P.F.* // In: Metallurgical Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena (Explomet-85). Ed.: *Murr L.E., Staudhammer K.P., Mayers M.A.* Marcel Dekker. Inc. 1987. P.805.

102. *Rosenberg Z.* // J. Appl. Phys. 1987. V.62. №5. P.1745.

103. *Asay J.R., Chhabildas L.C., Dandecar D.P.* // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №9. P.4774.

104. *Chhabildas L.C., Barker L.M., Asay J.R., Trucano T.G.* // In: Shock Compression of Condensed matter 1989. Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. B.V. 1990. P.429.

105. *Morris C.E.* (Ed). Los Alamos Shock Wave Profile Data. // University of California Press. USA. 1982.

106. *Cochran S., Banner D.J.* // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. №7. P.2729.

107. *Paisley D.L., Warnes R.H., Kopp R.A.* // In: Shock Compression of Condensed Matter 1991. Ed.: Schmidt S.C., Dick R.D., Forbes J.W., Tasker D.G. Els. Sc. Publ. B.V. P.825.

108. *Baumung K., Bluhm H.J., Hoppe P.* et al. // Int. J. Impact Engng. V.17. P.37.

109. *Chhabildas L.C., Asay J.R.* // In: Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials (Explomet-90). Ed.: Mayers M.A., Murr L.E., Staudhammer K.P. Marcel Dekker. Inc. 1992. P.947.

110. *Razorenov S.V., Utkin A.V., Kanel G.I.*, et al. // High Pressure Research. 1995. V.13. P.367.

111. *Andriot P., Lalle P., Dejean J.P.* // In: High Pressure Science and Technology–1993. Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conf. Proc. 309. 1994. P.1009.

112. *Froescher K.E., Maiden D.E., Chau H.H.* // J. Appl. Phys. 1989. V.65. №8. P.2964.

113. *Разоренов С.В., Канель Г.И., Ануфриев В.Г., Лоскутов В.Ф.* // Проблемы прочности. 1992. №3. С.42.

114. *Канель Г.И., Щербань В.В.* // ФГВ. 1980. №4. С.93.

**К главе 6**

1. *Альтшулер Л.В.* // ПМТФ. 1978. №4. С.93.

2. *Duvall G.E., Graham R.A.* // Rev. Modern Phys. 1977. V.49. №3. P.523.

3. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966.

4. *Иванов А.Г., Новиков С.А.* // ЖЭТФ. 1961. Т.40. №6. С.1880.

5. *Bancroft D., Peterson E.L., Minshall S.J.* // J. Appl. Phys. 1956. V.27. №3. P.291.

6. *Balchan A., Drickamer H.G.* // J. Rev. Scient. Inst. 1961. V.32. №3, P.308.

7. *Johnson P.C., Stein B.A., Davis R.S.* // J. Appl. Phys. 1962. V.33. №2. P.557.

8. *Clendenen R.L., Driskamer H.G.* // J. Phys. Chem. Solids. 1964.V.25 №8. P.865.

9. *Глузман В.Д., Канель Г.И., Лоскутов В.Ф., Фортов В.Е., Хорев И.Е.* // Проблемы прочности. 1985. №8. С.52.

10. *Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1981. №3. С.93.

11. *Зильберштейн В.А., Эстрин Э.И.* Физ. металлов и металловедение, 1971. №2. С.436.

12. *Barker L.H., Hollenbach R.E.* // J. Appl. Phys. 1974. V.45. №11. P.4872

13. *A.P.Jephcoat, H.K.Mao, and P.M.Bell.* // J. Geophys. Research, 1986. V.91. N.B5. P.4677.

14. *Mao H.K., Basset W.A., Takahashi T.* // J. Appl. Phys. 1967. V.38. №1. P.3776.

15. *Эпштейн Г.Н.* Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1980.

16. *Дерибас А.А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука. 1980.

17. *Bertholf L.D., Buxton L.D., Thorne B.J. et.al.* // J.Appl. Phys. 1975. V.46. №9. P.3776.

18. *Сугак С.Г., Канель Г.И., Фортов В.Е., Ни А.А., Стельмах В.Г.* // ФГВ. 1983. №2. С.121.

19. *Trueb L.F.* // J. Appl. Phys. 1970. V.41. P.5029.

20. *McQueen R.G., March S.P.* // In: Behavior of dense media under high dynamic pressures. New-York. 1968. P.207.

21. *Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И., Першин С.В.* // В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка. 1978. С.111.

22. *Разоренов С.В., Канель Г.И., Овчинников А.А.* // В сб: Детонация, Черноголовка. 1981. С.70.

23. *Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И., Першин С.В.* // ПМТФ. 1978. №3. С.112.

24. *Гогуля М.Ф., Батухтин Д.Г., Воскобойников И.М.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т.13. №13. С.786.

25. *Гогуля М.Ф.* // ФГВ. 1989. №1. С.95.

26. *Erskine D.J., Nellis W.J.* // Nature. 1991. V. 349. P.317.

27. *Erskine D.J., Nellis W.J.* // J. Appl. Phys. 1992. V.71. №10. P.4882.

28. *Жугин Ю.Н., Крупников К.К., Овечкин Н.А.* // Химическая физика. 1987. Т.6, №10. С.1447.

29. *Utsumi W., Yagi T.* // Science. 1991. V.252, P.1542.

30. *Гончаров А.Ф., Макаренко И.Н., Стишов С.М.* // ЖЭТФ. 1989. Т.69. С.380.

31. *Utsumi W., Yamakata M., Yagi T., Shimomura O.* // In: High Pressure Science and Technology – 1993. Ed.: *Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M.* AIP Conference Proc. 390. P.1. P.535.

32. *Mc.Queen R.G., Marsh S.P.*, et al. // In: High-Velocity Impact Phenomena. / Ed.: Kinslow R. New-York. Academic Press. 1970. P.293.

33. *Jamieson I.C.* // Science. 1963. V.140. P.72.

34. *Olinger B., Jamieson J.C.* // High Temp. – High Press. 1973. №5. P.123.

35. *Зильберштейн В.А., Кристинина Н.П.* и др. // ФММ. 1975. Т.39. С.445.

36. *Кутсар А.Р., Герман В.Н., Носова Г.И.* // ДАН СССР. 1973. Т.213. С.81.

37. *Sikka S.K., Vohra Y.K., Chidambaram R.* // Prog. Mater. Sci. 1982. V.27. P.245.

38. *Кутсар А.Р., Павловский М.Н., Комиссаров В.В.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т.35. №3. С.91.

39. *Кисилев А.Н., Фальков А.А.* // ФГВ. 1982. Т.18. С.105.

40. *G.T.Gray III.* // Shock Compression of Condensed Matter. 1989. / Ed.: *Schmidt S.C., Johnson J.N., Davison L.W.* Els. Sc. Publ. B.V. 1990. P.407.

41. *Razorenov S.V., Utkin A.V., Kanel G.I.*, et al. // High Pressure Research. 1995. V.13. P.367.

42. *Glebovsky V.G., Semenov V.N., Lomeyko V.V.* // J.Less-Common Metals. 1986. V.117. P.385.

43. *Альтшулер Л.В., Баканова А.А., Дудоладов И.П.* // ПМТФ. 1981. №2. С.3.

44. *Vohra Y.K.* // J. Nucl. Mat. 1978. V.75. P.288.

**К главе 7**

1. *Дюдерштадт Дж., Мозес Г.* Инерциальный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984.

2. *Netzler N., Meyer-Ter-Vehn J.* // Laser and Particle Beams. 1984. V.2. P.27.

3. *Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б.* Воздействие пучков заряженных частиц на поверхности металлов и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1987.

4. *Goel B., Moses G.A. and Peterson R.* // Laser and Particle Beams. 1987. V.5. P.907.

5. *Воробьев О.Ю., Ни А.Л., Фортов В.Е.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. №. 22. С.80.

6. *Воробьев О.Ю., Демидов Б.А., Ефремов В.П.* и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. №. 22. С.85.

7. *Добкин А.В., Косарев И.Б., Немчинов И.В.* // ЖТФ. 1979. Т.49. №7. С.136.

8. *Добкин А.В., Малявина Т.Б., Немчинов И.В.* // ПМТФ. 1982. №6. С.14.

9. *Evans R.G.* // Laser and Particle Beams. 1983. V.1. Part 3. P.231.

10. *Ng A., Piriz A.R.* // Physical Review A. 1989. V.40. №4. P.1993.

11. *Малявина Т.Б., Немчинов И.В.* // ПМТФ. 1972. №5.

12. *Manheimer W.M., Colombant D.G. and Gardner J.H.* // *Phys. Fluids. 1982. V.25. P.1644.*

13. *Калмыков А.А., Немчинов И.В., Петрухин А.И.* // ПМТФ. 1966. №6.

14. *Миркин Л.И.* Физические основы обработки материалов лучами лазеров. М.: Из-во МГУ. 1975.

15. *Бакеев А.А., Соболев А.П., Яковлев В.И.* Исследование термоупругих напряжений возникающих в поглощающем слое вещества под действием лазерного импульса.

16. *Делоне Н.Б.* Взаимодействие лазериого излучения с веществом. М.: Наука. 1989.

17. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. V.27. №2/3. P.147.

18. *Baumung K., Karow H.U., Bluhm H.J., Hoppe P.*, et. al. // In: Int. Symp. on Heavy Ion Inertial Fusion. Frascati, Italy. 1993. V.106 A. №12, P.1771.

19. *Baumung K., Bluhm H.J., Hoppe P., Karow H.U.*, et. al. // In: 19th Inter.Symp. on Shock Waves. Marseille. 1993. V.I. P.313.

20. *Baumung K., Karow H.U., Rusch D.R., Bluhm H.J.*, et. al. // J. Appl. Phys. 1994. V.75. №12. P.7633.

21. *Utkin A.V., Kanel G.I., Baumung K., Karow H.U., Rush D., Licht V.* // In: High-Pressure Science & Technology— 1993. / Ed.: *S.C.Schmidt, J.W.Shaner, G.A.Samara, M.Ross*, AIP. Conf.Proc. 309. Part 2. New-York. 1994. P.1891.

22. *Utkin A.V., Kanel G.I., Razorenov S.V., Baumung K., Karow H.U.* // In: FIZMET'94—The First National Conference on Problems of Physical Metrology. St.Petersburg. 1994. Session E. P.5.

23. *Baumung K., Bluhm H.J., Hoppe P., Karow H.U.*, et. al. // In: BEAMS'94 Conf. USA. 1994.

24. *Bauer W., Baumung K., Bluhm H.J., Karow H.U.* // KfK-Nachrichten. 1992, N24, S.19.

25. *Bloomquist D.D., Sheffield S.A.* // J. Appl. Phys. 1983. V.54. P.1717.

**К главе 8**

1. *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И.* Физика взрыва. М.: Наука, 1975.

2. *Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К.* Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

3. *Mader C.L.* Numerical modeling of detonations. University of California Press. USA, 1979.

4. *Зубарев В.Н., Новиков С.А.* // ФГВ. 1984. №6. С.114.

5. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Погорелов А.П.* // ФГВ. 1984. №4. С.77.

6. *Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Лобанов В.Ф.* // ФГВ. 1987. №5, С.132.

7. *Зельдович Я.Б., Компанеец А.С.* Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.

8. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. Вып.2. С.197.

9. *Graham R.A., Asay J.R.* // High Temperatures—High Pressures. 1978. V.10. №4. P.355.

10. *Hayes D.B.* // Rev. Sci. Instr. 1981. V.52. №4. P.88.

11. *Канель Г.И.* Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред.— ВИНИТИ. Отд. научн. фондов. №477—74. Деп. 1974.

12. *Vatine H., Chan J., Erickson L., Janzen J., Weingart R., Lee R.* // Rev. Sci. Instr. 1980. V.51. №1, P.116.

13. *Asay J.R., Darker L.M.* // J. Appl. Pys. 1974. V.45. №6. P.2540.

14. *Bloomquist D.D., Sheffield S.A.* // J. Appl. Pys. 1983. V.54. №4. P.1717.

15. *Беловолов М.И., Вовченко В.И., Канель Г.И.* и др. // ЖТФ. 1987. Т.57. Вып.5. С.918.

16. *Уткин А.В., Канель Г.И.* // В сб.: Детонация и ударные волны. Черноголовка. 1986. С.13.

17. *Sheffield S.A., Bloomquist D.D., Tarver S.M.* // J. Chem. Phys. 1984. V.80. №8. P.3831.

18. *Альтшулер Л.В., Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д.* и др. // В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1980. С.8.

19. *Альтшулер Л.В., Ашаев В.К., Балалаев В.В.* и др. // ФГВ. 1983. №4. С.153.

20. *Воскобойников И.М., Гогуля М.Ф.* // Химическая физика. 1984. Т.3. №7. С.845.

21. *Зубарев В.Н., Евстигнеев А.А.* // ДАН СССР. 1984. Т.277. №4. С.845.

22. *Ашаев В.К., Доронин Г.С., Усаченко В.С.* // ФГВ. 1985. №1. С.127.

23. *Шведов К.К.* // ФГВ. 1987. №4. С.94.

24. *Харитон Ю.Б.* Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып.1. Изд. АН СССР. 1947.

25. *Боболев В.К.* // ДАН СССР. 1947. Т.57. С.879.

26. *Апин А.Я., Стесик Л.Н.* // В сб.: Физика взрыва. №3. М.: АН СССР. 1955. С.87.

27. *Курбангалина Р.Х.* // ПМТФ. 1969. №4. С.133.

28. *Беляев А.Ф., Курбангалина Р.Х.* // Журнал физической химии. 1960. Т.34. №3. С.603.

29. *Эмануэль Н.М., Кнорре Д.Г.* Курс химической кинетики. М.: Высшая школа. 1974.

30. *Тодес О.М.* // Журнал физической химии. 1939. Т.13. С.868.

31. *Cambell A.W., Davis W.C., Travis J.R.* // Phys. of Fluids. 1961. V.4. №4. P.498.

32. *Hardesty D.R.* // Combust. Flame. 1976. V.27. P.229.

33. *Chaiken R.* // In: Symp. High Dynamic Pressures. Paris. 1978.

34. *Dick J.J.* // In: Shock waves in condensed matter. 1985 / Ed.: J.M. Gupta. Plenum Press. N.-Y. London. 1986.

35. *Шведов К.К., Колдунов С.А.* // В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1980. С.60.

36. *Sophy J.* // Compt. Rend. Acad. Scien. France. 1966. V.263. P.698.

37. *Шипицын Л.А.* // ФГВ. 1980. №6. С.85.

38. *Lee E.L., Sanborn R.H., Stromberg H.D.* // In: Fifth Symp. (International) on Detonation (Office of Naval Research, Wash. D.C., R 1970). P.331.

39. *Campbell J.R., Davis W.C., Ramsay J.B., Travis J.R.* // Phys. of Fluids. 1961. V.4. №4. P.511.

40. *Bowden F.P., Yoffe F.D.* Initiation and Growth of explosion in Liquids and Solids. Cambridge. 1952.

41. *Соловьев В.С.* // В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1977. С.12.

42. *Howe P., Frey R., Taylor B., Boyle V.* // In: Sixth Simpos. (International) on Detonation. 1976. ACR-221. P.11.

43. *Мержанов А.Г., Барзыкин В.В., Гонтковская В.Т.* // ДАН СССР. 1963. Т.148. С.380.

44. *Хасаинов Б.А., Борисов А.А., Ермолаев Б.С., Коротков А.И.* // В сб.: Детонация. Черноголовка. 1981. С.19.

45. *Хасаинов Б.А., Борисов А.А., Ермолаев Б.С., Коротков А.И.* // В сб.:Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1980. С.52.

46. *Аттетков А.В., Власова Л.Н., Селиванов В.В., Соловьев В.С.* // ПМТФ. 1984. №6. С.119.

47. *Андреев К.К.* Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука. 1966.

48. *Канель Г.И.* // ФГВ. 1978. №1. С.113.

49. *Kipp M.E., Nunziato J.W., Setchell R.E.* // In: Seventh Simpos. (International) on Detonation. USA. 1981.

50. *Boyle V.M., Pilaski D.L.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. USA. 1981.

51. *Setchell R.E.* // Combust. Flame. 1981. V.43 №3. P.255.

52. *Бордзиловский С.А., Караханов С.М.* // ФГВ. 1985. №6. С.109.

53. *Ramsay J.B., Popolato A.* // In: Fourth Simpos. (Internat.) on Detonation. USA. 1965. P.233.

54. *Walker F.E., Wasley R.J.* // Explosivstoffe. 1969. V.17. №1. P.9.

55. *Ribovich J., Watson R.W., Gibson F.C.* // AIAA Journal. 1968. V.6. №7. P.1260.

56. *Сильвестров В.В., Горшков Н.Н., Титов В.М., Урушкин В.Н.* – ФГВ. 1975. №5. С.786.

57. *Янг Д.* Кинетика разложения твердых веществ. М.: Мир. 1968.

58. *Дремин А.Н., Колдунов С.А., Шведов К.К.* // ФГВ. 1971. №1. С.103.

59. *Афанасенков А.Н., Даниленко В.А.* // ФГВ. 1975. №6. С.915.

60. *Moulard H., Kury J.W., Delclos A.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M.. USA. 1985. V.1. P.248.

61. *Seitz W.L.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: J.R. Asay et al. Els. Sc. Publ. 1884. P.531.

62. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Погорелов А.П.* и др. // ФГВ. 1981. №6.

63. *Погорелов А.П., Глушак Б.Л., Новиков С.А., Синицин В.А.* // ФГВ. 1977. №2.

64. *Stresan R.H., Kennedy J.E.* // In: Sixth Simpos. (Internat.) on Detonation. ACR-221. 1976.

65. *Дремин А.Н., Колдунов С.А.* // В сб.: Взрывное дело. 1967. №63/20. С.37.

66. *Nunziato J.W.* // J. Chem. Phys. 1973. V.58. №3. P.961.

67. *Канель Г.И.* // ПМТФ. 1977. №5. С.117.

68. *Дынин Е.А.* // В сб.: Детонация. Критические явления. Физикохимические превращения в ударных волнах. Черноголовка. 1978. С.90.

69. *Cowperthwaite M., Rosenberg J.* // In: Sixth Simpos. (Internat.) on Detonation. ACR-221. 1976. P.786.

70. *Лобанов В.Ф.* // ФГВ. 1985. №6. С.113.

71. *Wackerly J., Johnson J., Halleck P.* // In: Sixth Simpos. (Internat.) on Detonation. ACR-221. 1976. P.20.

72. *Канель Г.И., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1977. №1. С.85.

73. *Anderson A.B., Ginsberg M.J., Seitz W.L., Wackerly J.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. 1981.

74. *Nutt G.L., Erickson L.M.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *J.R.Asay* et al. Els. Sc. Publ. 1884. P.605.

75. *Vorthman J., Wackerle J.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: J.R. Asay et al. Els. Sc. Publ. 1884. P.613.

76. *Jiao Qinjie, Ding Jing, Liang Yunming.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. 1985. V.1. P.509.

77. *Ададуров Г.А., Трофимов В.С., Яковлева В.А.* // ФГВ. 1968. №3. С.397.

78. *Fowles R., Williams R.F.* // J. Appl. Phis. 1970. V.41. №1. P.360.

79. *Grady D.E.* // J. Geophis. Res. 1973. V.73. P.1299.

80. *Seaman L.* // J. Appl. Phis. 1974. V.45. №10. P.4303.

81. *Vantine H.C., Rainsberger R.B., Curtis D., Lee R.S., Cowperthwaite M., Rosenberg J.J.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. NSWC MP 82-334. 1981.

82. *Агурейкин В.А., Крюков Б.П., Постнов В.Н.* // В сб. Детонация. Черноголовка. 1981. С.12.

83. *Лобанов В.Ф., Караханов С.М., Бордзиловский С.А.* // ФГВ. 1982. №3. С.90.

84. *Seely L.B.* // Fourth Electric Initiation Symposium. Franklin Inst. Philadelphia. 1963.

85. *Беляков Г.В.* // ДАН СССР. 1974. Т.218. №6. С.380.

86. *Беляков Г.В., Родионов В.Н., Самосадный В.П.* // ФГВ. 1977. №4. С.614.

87. *Von Holle W.G.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *J.R.Asay* et al. Els. Sc. Publ. 1884. P.283.

88. *Аттетков А.В., Соловьев В.С.* // ФГВ. 1987. №4. С.113.

89. *Frey R.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. 1985. V.1. P.385.

90. *Taylor P.A.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. 1985. V.1. P.358.

91. *Walker E.H.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. 1985. V.1. P.590.

92. *Афанасьев Г.Т., Боболев В.К.* Инициирование твердых взрывчатых веществ. М.: Наука. 1968.

93. *Frey R.B.* // Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. NSWC MP 82-334. 1981.

94. *Соловьев В.С., Лазарев В.В., Андреев С.Г.* // ФГВ. 1983. №4. С.130.

95. *Колдунов С.А., Шведов К.К., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1973. №2. С.130.

96. *Seay G.E., Seely L.B.* // J. Appl. Phys. 1961. V.32. №6. P.1092.

97. *Андреев С.Г., Бойко М.М., Кобылкин И.Ф.* // ФГВ. 1979. №6. С.143.

98. *Sharma J., Forbes J.W., Coffey C.S., Liddiard T.P.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: S.C.Shmidt, N.C.Holmes. Els. Sc. Publ. 1988. P.565.

99. *Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Kosireva J.Yu.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.407.

100. *Khasainov B.A., Borisov A.A., Ermolaev B.S., Korotkov A.I.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. NSWC MP 82-334. 1981.

101. *Постнов В.Н., Соловьев В.С.* // В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1977. С.65.

102. *Соловьев В.С., Постнов В.Н.* // В сб.: Вопросы физики взрыва и удара. Труды МВТУ. №312. 1980.

103. *Tang P.K., Jonson J.N., Forest C.A.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.375.

104. *Соловьев В.С., Кобылкин И.Ф., Андреев С.Г.* и др. // В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. 1980. С.48.

105. *Баталова М.В., Бахрах С.М., Зубарев В.Н.* // ФГВ. 1980. №2. С.105.

106. *Лобанов В.Ф.* // ФГВ. 1980. №6. С.113.

107. *Lee E.L., Tarver C.M.* // Phys. Fluids. 1980. V.23. №12.

108. *Cochran S.G., Tarver C.M.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *Asay J.R.* et al. 1984. P.593.

109. *Tarver C.W., Erickson L.M., Parker N.L.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: Asay J.R. et al. 1984. P.609.

110. *Nunziato J.W., Kennedy J.E., Hardesty D.R.* // In.: Sixth Sympos. (Internat.) on Detonation. USA 1976. P.47.

111. *Kennedy J.E., Nunziato J.W.* // J. Mech. Phys. Solids. 1976. V.29. №2/3. P.107.

112. *Green L., Nidick E., Lee E., Tarver C.* // In: Comport. des milieux denses sous hautes press. dynam. Paris. 1978. P.115.

113. *Cowperthwaite M.* // In: Comport. des milieux denses sous hautes press. dynam. Paris. 1978. P.201.

114. *Wackerle J., Rabic R.L., Ginsburg M.J., Anderson A.B.* // In: Comport. des milieux denses sous hautes press. dynam. Paris. 1978. P.127.

115. *Tarver C.M., Hollquist J.O.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) in: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. NSWC MD 82-334. 1981. P.488.

116. *Nunziato J.W.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: Asay J.R. et al. 1984. P.581.

117. *Johnson J.N., Tang P.K., Forest C.A.* // J. Appl. Phys. 1985. V.57. №9. P.4323.

118. *Wang Zixin, Li Hua, Zhu Jianshi.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.519.

119. *Vorthman J., Wackerle J.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *Asay J.R.* et al. Els. Sc. Publ. B.V. 1984. P.613.

120. *Hayes D.B., Kipp M.E., Nunziato J.W.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *Asay J.R.* et al. Els. Sc. Publ. B.V. 1984. P.589.

121. *Kipp M.E., Setchell R.E., Taylor P.A.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt. N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.539.

122. *Tyl J.* // J. Techn. Phys. 1984. V.25. №1. P.79.

123. *Vanpoperynghe J., Sorel J., Aveille J., Adenis J.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.238.

124. *Anderson A.B., Ginsberg M.J., Seitz W.L., Wackerle J.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) in: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. NSWC MD 82-334. 1981.

125. *Cochran S.G., Tarver C.M.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1983. / Ed.: *Asay J.R.* et al. Els. Sc. Publ. B.V. 1984. P.593.

126. *Partom Y.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.535.

127. *Лобанов В.Ф.* // ФГВ. 1986. №5. С.104.

128. *Бордзиловский С.А., Лобанов В.Ф., Караханов С.М.* // ФГВ. 1983. №4. С.136.

129. *Starkenberg J., Huang Y., Arbuckle A.* // J.Energetic Materials. 1984. V.2. №1. P.1.

130. *Nunziato J.W., Walsh E.K., Kennedy J.E.* // In: Comport. des milieux denses sous hautes press. dynam. Paris. 1978. P.139.

131. *Kim K.* // in: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.531.

132. *Johnson J.N.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.527.

133. *Фортова Т.Н., Шкадинский К.Г., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1979. №4. С.150.

134. *Балинец Ю.М., Дремин А.Н., Канель Г.И.* // ФГВ. 1978. №3. С.111.

135. *Cowperthwaite M., Gupta Y.M.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1985. / Ed.: *Y.M.Gupta.* Plenum Press. N.-Y.–London. 1986. P.263.

136. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966.

137. *Жарков В.Н., Калинин В.А.* Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука. 1968.

138. *Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж.* и др. // В кн.: Высокоскоростные ударные явления. Ред. *Николаевский А.А.* М.: Мир. 1973. С.299.

139. *Фортов В.Е.* Модели уравнений состояния вещества. Препринт. Черноголовка. ОИХФ АН СССР. 1979.

140. *Кормер С.Б., Фунтиков А.И., Урлин В.Д., Колесникова А.Н.* // ЖЭТФ. 1962. Т.42. Вып.3. С.686.

141. *Lycne P.C., Hardesty D.R.* // J. Chem. Phys. 1973. V.59. №12. P.6512.

142. *Ахмадеев Н.* // ФГВ. 1984. №1. С.109.

143. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т.IV. М.: Наука. 1974.

144. *Фортов В.Е., Дремин А.Н.* // ДАН СССР. 1975. Т.222. №1. С.162.

145. *Slater J.C.* Introduction to Chemical Physics. New-York–London. 1939.

146. *Ландау Л.Д., Станюкович К.П.* // ДАН СССР. 1945. Т.46. С.399.

147. *Dugdall J.S., Mc Donald D.* // Phys. Rev. 1953. V.89. P.832.

148. *Зубарев В.Н., Ващенко В.Я.* // ФТТ. 1963. Т.5. №3. С.886.

149. *Воскобойников И.М., Афанасенков А.Н., Богомолов В.М.* // ФГВ. 1967. №4. С.585.

150. *Ковалев Ю.М.* // ФГВ. 1984. №2. С.102.

151. *Китайгородский А.И.* Молекулярные кристаллы. М.: Наука. 1971.

152. *Афанасенков А.Н., Богомолов В.М., Воскобойников И.М.* // ПМТФ. 1969. №4. С.137.

153. *Olinger B., Halleck P.M., Cady H.H.* // J. Chem. Phys. 1975. V.62. №1. P.4480.

154. *Yarger F.L., Olinger B.* // J. Chem. Phys. 1986. V.85. №3. P.1534.

155. *Воскобойников И.М., Воскобойникова Н.Ф.* // Химическая физика. 1988. Т.7. №3. С.406.

156. *Delpuech A., Mentic A., Pouligny B.* // In Shock Waves in Condensed Matter. N.Y. Plenum Press. 1986. P.877.

157. *Зубарев В.Н., Евстигнеев.* // ФГВ. 1984. №6. С.114.

158. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Т.V. Ч.1. М.: Наука. 1976.

159. Физика простых жидкостей. / Ред.: *Г.Темперли, Дж.Раулинсона, Дж.Рашбрука.* М.: Мир. 1971.

160. *Carnagan N., Starling K.* // J. Chem. Phys. 1969. V.51. P.1534.

161. *Feng K.K., Chung W.K., Lu B.C.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.139.

162. *Heuze O., Bauer P., Presles H.N., Brochet C.* // In: Eight Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.103.

163. *Фингер М., Хелм Ф., Хейес Б.* // В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. / Ред. *Борисов А.А.* М.: Мир. 1981. С.52.

164. The Eight Simposium (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1.

165. *Кондриков Б.Н., Сумин А.И.* // ФГВ. 1987. №1. С.114.

166. *Xianchu N., Chengbung H., Shufong K.* // In: Eight Simpos. Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.322.

167. *Kato Y., Mori N., Sakai H., Tanaka K., Sakurai T., Hikita T.* // In: Eight Simpos. Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.314.

168. *Воскобойников И.М., Апин А.Ю.* // ДАН СССР. 1960. Т.130. №4. С.804.

169. *Дремин А.Н., Савров С.Д.* // ПМТФ. 1965. №1. С.103.

170. *Трофимов В.С., Троянов А.В.* // ФГВ. 1969. №2. С.280.

171. *Blais N.S., Valetini J.J.* // In: Eight Simpos. Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.425.

172. *Кузнецов Н.М., Шведов К.К.* // ФГВ. 1966. №4. С.85.

173. *Кузнецов Н.М., Шведов К.К.* // ФГВ. 1969. №3. С.362.

174. *Евстигнеев А.А., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н.* // ФГВ. 1976. №5. С.758.

175. *Зубарев В.Н., Евстигнеев А.А.* // ФГВ. 1984. №6. С.114.

176. *Жерноклетов М.Н., Зубарев В.Н., Телегин Г.С.* // ПМТФ. 1969. №4. С.127.

177. *Дремин А.Н., Шведов К.К., Авдонин О.С.* // ФГВ. 1970. №4. С.520.

178. *Finger M., Lee E., Helm F.H., Hayes B., Horning H., Mc Guire., Kahara M., Guidry.* // In: Seventh Simpos. (Internat.) on Detonation. 1976. ACR-221. P.172.

179. *Gimenes P., de Logueville Y., Saint-Martin C.* // In: Eight Simpos. Simpos. (Internat.) on Detonation. Albuquerque. N.M. 1985. V.1. P.340.

180. *Green L.G., Lee E.L., Breithaupt D., Walton J.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. 1987. / Ed.: *S.C.Shmidt, N.C.Holmes.* Els. Sc. Publ. 1988. P.507.

181. *Lee E.L., Horning H.* // In: XII Sympos. (Internat.) of Combustion. 1969.

182. *Нигматулин Р.Н.* Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука. 1987.

183. *Зельдович Я.Б.* // ЖЭТФ. 1940. Т.10. С.542.

184. *Damamme G.* // In: Shock Waves in Condensed Matter. Els. Sc. Publ. 1984. P.575.

185. *Cowperthwite M., Tarver C.M.* // Acta Astronautica. 1976. V.3. P.201.

186. *Уилкинс М.Л.* // В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: «Мир». 1967. С.212.

187. *Coleburn N.L., Liddiard Jr.T.P.* // J. Chem. Phys. 1966. V.44. №5. P.1929.

188. *Воскобойников И.М., Кирюшин А.Н., Афанасенков А.Н., Воскобойникова Н.Ф.* // В сб.: Доклады 1 Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ. 1974. Т.1. С.42.

189. *Альтшулер Л.В., Балалаев В.В., Доронин Г.С., Жученко В.С., Обухов А.С.* // В сб.: Детонация. Материалы II Всесоюзного совещания по детонации. Черноголовка. ОИХФ АН СССР. 1981. С.36.

190. *Дорохин В.В., Зубарев В.Н., Орекин Ю.К., Попов Н.В., Шаболдина Н.Л.* // ФГВ. 1985. №4. С.100.

191. *Илюхин В.С., В.С., Похил П.Ф.* // ДАН СССР. 1960. Т.131. №4.

192. *Воскобойников И.М., Богомолов В.М., Апин А.Я.* // ФГВ. 1968. №4. С.45.

193. *Олинджер Б., Кейди Г.* // В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. / Ред. *Борисов А.А.* М.: Мир. 1981. С.203.

**К главе 9**

1. *Фортов В.Е., Якубов Т.И.* Неидеальная плазма. М.: Энергоатомздат. 1994.

2. *Фортов В.Е.* // УФН. 1982. Т.138. Вып.3. С.361.

3. *Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д.* Теория связанных состояний и ионизированного равновесия в плазме и твердом теле. М.: Мир. 1979.

4. *Shaner J.W., Gathers G.R.* High Pressure Science and Technology. / Ed.: Timerhous K.D., Barber M.S. N.Y.: Plenum. 1979. P.847.

5. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966.

6. *Альтшулер Л.В.* // УФН. 1965. Т.85. Вып.2. С.197.

7. *Кормер С.Б.* // УФН. 1968. Т.94. Вып.4. С.641.

8. *Минеев В.Н., Иванов А.Г.* // УФН. 1976. Т.119. Вып.1. С.75.

9. *Davison L., Graham R.A.* // Phys.Repts. 1979. V.5. №5. P.256.

10. *Duvall G.E.* // Rev.Mod.Phys. 1977. V.49. №3. P.525.

11. *Альтшулер Л.В., Моисеев Б.П., Попов Л.В.* и др. // ЖЭТФ. 1968. Т.54. №3. С.785.

12. *Трунин Р.Ф., Подурец М.А., Симаков Г.В.* и др. // ЖЭТФ. 1972. Т.62. №3. С.785.

13. *Трунин Р.Ф., Подурец М.А., Моисеев Б.П.* и др. // ЖЭТФ. 1969. Т.56. №4. С.1172.

14. *Смоненко В.А., Волошин Н.П., Волков Л.П.* и др. // ЖЭТФ. 1985. Т.88. Вып.4. С.1452.

15. *Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Волков Л.П.* и др. // ЖЭТФ. 1987. Т.93. Вып.2(8). С.613.

16. *Владимиров А.С., Волошин Н.П., Симоненко В.А.* и др.// Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.39. Вып.2. С.69.

17. Research of Uranium Plasmas and their Tehnological Application. Proc of Sympos., Gainessvill / Ed. K.Thom, R.T.Schneider. Wash.: NASA. 1971. 2-nd Symp. of Uranium plasmas. Atlanta. Wash.: NASA, 1971.

18. *Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортов В.Е.* // УФН. 1983. Т.134. Вып.4. С.1000.

19. *Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В.* // УФН. 1976. Т.119 Вып.3. С.357.

20. *Ломакин Б.Н., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ. 1972. Т.63. №1. С.42.

21. *Кунавин А.Г., Кириллин А.В. Коршунов Ю.С.* // ТВТ. 1974. Т.12. №6. С.1302.

22. *Фортов В.Е.* // ФГВ. 1972. №8. С.428.

23. *Фортов В.Е., Красников Ю.П.* // ЖЭТФ. 1970. Т.59. С.1945.

24. *Бушман А. В., Ломакин Б.Н., Сеченов В.А.* и др. // ЖЭТФ. 1975. Т.69 Вып.5. С.1624.
25. *Сеченов В. А., Сон Э.Е., Щекотов О.Е.* // ТВТ. 1977. Т.15. №1. С.196.
26. *Pfeifer P., Freyland W.F., Hensel F.* // Phys.Lett.A. 1973. V.43. №2. P.111.
27. *Ломакин Б. Н., Лопатин А.Д.* // ТВТ. 1983. Т.21. №1. С.163.
28. *Рябин Ю. Н.* Газы при больших плотностях и высоких температурах. М.: Физматгиз. 1959.
29. *Cristian R. H., Jarder F.L.* // Chem. Phis. 1955. V.33. P.2042.
30. *Peal W.L.* // J.Appl.Phis. 1957. V.28. №7. P.782.
31. *Цикулин М.А., Попов Е.Г.* Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука. 1977.
32. *Грязнов В. К., Иосилевский И.Л., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1973. №3. С.70.
33. *Фортов В. Е., Иванов Ю.В., Дремин А.Н.* и др. // ЖЭТФ. 1975. Т.69. Вып.4. С.1624.
34. *Беспалов В.Е., Грязнов В.К., Дремин А.Н.* и др. // ЖЭТФ. 1976. Т.69. Вып.6(12). С.2059.
35. *Иванов Ю. В., Дремин А.Н., Минцев В.Б.* и др.// ЖЭТФ.1976. Т.71. №1. С.215.
36. *Минцев Б. В., Фортов В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.30. Вып.7. С.401.
37. *Модель И. Т.* // ЖЭТФ. 1957. Т.32. Вып.4. С.714.
38. *Беспалов В.Е., Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А.* и др. // ТВТ. 1979. Т.17. №2. С.266.
39. *Ebeling W., Fortov V.E., Forster A.* et. al. // Thermophysical Properties of Hot Dence Plasmas. AVG. Leipzig. 1991.
40. *Минцев В. Б., Грязнов В.К., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ. 1980. Т.79. №1. С.116.
41. *Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Фортов В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.13. Вып.4. С.204.
42. *Фортов В. Е., Леонтьев А.А., Грязнов В.К.* и др. // ЖЭТФ. 1976. Т.71. Вып.1. С.225.
43. *Грязнов В. К., Жирноклетов М.В., Зуборев В.Н.* и др. // ЖЭТФ. 1980. Т.78. Вып.2. С.573.
44. *Keeler R.N., Alder B.J.* // Physica. 1980. V.21. P.1658.
45. *Nellis W.J., Ree F.H., Van Thiel M., Mitchell A.C.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V.48, №1 2. P.816.
46. *Roze M., Nellis W.J., Mitchel A.C.* // Chem. Phys. Lett. 1979. V.68. P.532.
47. *Hess H.* // Contrib. Plasma Phys. 1989. V.29, №4/5. P.473.
48. *Беспалов В.Е. Грязнов В.К., Фортов В.Е.* // ЖЭТФ. 1979. Т.76, Вып.1. С.140.
49. *Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В.* // УФН. 1975. Т.117. №1. С.3.
50. *Беспалов В.Е., Кулиш М.И., Фортов В.Е.* // ТВТ. 1986. Т.24. №5. С.995.
51. *Фортов В. Е., Дремин А.Н., Леонтьев А.А.* // ТВТ. 1975. Т.13. №5. С.1072.
52. *Альтшулер Л.В., Бушман А.В., Жерноклетов М.В.* и др. // ЖЭТФ. 1980. Т.78 №2. С.741.
53. *Фортов В .Е., Дремин А.Н., Леонтьев А.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т.20. Вып.1. С.30.
54. *Леонтьев А.А., Фортов В.Е., Дремин А.Н.* // Горение и взрыв. М.: Наука. 1977. С.515.

55. *Альтшулер Л.В., Баканова А.А., Бушман А.В.* и др. // ЖЭТФ. 1977. Т.73. Вып.5(11). С.1866.

56. *Фортов В.Е., Леонтьев А.А.* // ТВТ. 1976. №4. С.711.

57. *Леонтьев А.А., Фортов В.Е.* // ПМТФ. 1974. №4. С.162.

58. *Кормер С.Б., Фунтиков Л.И., Урлин В.Д.* и др. // ЖЭТФ. 1962. Т.42. Вып.3. С.686.

59. *Урлин В.Д., Кормер С.Б., Попова Л.Т.* // ФТТ. 1961. Т.3. С.2131.

60. *de Beaumont Ph., Leygonie L.J.* // 5-th Inter. Symp. on Detonation. Pasadena. 1970. P.430.

61. *Hornung K., Michel K.W.* // J. Chem. Phys. 1972. V.56. №5. P.2072.

62. *Kerley G.J., Wise J.* // Shock waves in condensed matter. 1987. / Ed.: S.C.Shmidt, N.C.Holmes. N.Y.: Elsever. 1987. P.155.

63. *Assay J.R., Trucano T.G., Chhabildas L.C.* // Ibid. P.159.

64. *Бушман А.В., Глушак Б.Л. Фортов В.Е.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.44. Вып.8. С.375.

65. *Жерноклетов М.В., Зуборев В.М., Сутулов Ю.Н.* и др. // ПМТФ. 1984. №1. С.119.

66. *Фортов В.Е., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1973. №9. С.743.

67. *Scidmore C., Vorris E.* // Proc. Sympos. on Thermodynamics of Nuclear Materials. Vienna: J.A.E.A. 1962. P.173.

68. *Ikezi H., Schwarzenegger K., Simons A.* et.al. // Phys.Rev.A. 1978. V.18. №6. P.2494.

69. *Алексеев Ю.А., Ратников В.П., Рыбаков А.П.* // ПМТФ. 1971. №2. С.101.

70. *Жарков А.П., Глушак Б.Л., Фортов В.Е.* и др. // ЖЭТФ. 1989. Т.96. Вып.4. С.1301.

71. *Агеев В.Г., Бушман А.В., Фортов В.Е.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т.48. Вып.11. С.608.

72. *Баданов О.В., Беспалов В.Е., Терновой В.Я.* и др. // ТВТ. 1985. Т.23. №5. С.976.

73. *Бушман А.В., Красюк И.К., Фортов В.Е.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.39. Вып.8. С.341.

74. *Bushman A.V., Fortov V.E.* // Thermophysics. / Ed.: V.E.Fortov, A.Sheindlin. Harwood. Academic Pulishing. N.Y. V.1. P.162.

75. *Бушман А.В., Фортов В.Е.* // УФН. 1983. Т.140. Вып.2. С.177.

76. *Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л.* и др. Теплофизика динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка.: РИСО ОИХФ. 1988.

77. *Волков Л.П., Владимиров Н.П., Аврорин Е.Н.* и др. // Письма в ЖЭТФ. Т.31. Вып.11. С.623.

78. *Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А.* и др. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: РИСО ИВТАН. 1990.

79. *Волков Л.П., Волош Н.П., Мангасаров Р.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.31. Вып.9. С.546.

80. *Модель И.Ш., Нарожный А.Т.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.41. Вып.6. С.270.

81. *Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортов В.Е.* // УФН. 1984. Т.142. Вып.3. С.395.

82. *Дюдеритадт Дж., Модес Г.* Инерционный управляемый синтез. М.: Энергоатомиздат. 1985.

83. *Прохоров А.М., Анисимов С.И., Пашинин П.П.* // УФН. 1976. Т.119. №3. С.401.

84. *Lepouter M.* Metal Ammoniac Solutions. N.Y.: Acad.Pres. 1965.

85. *Shatzman E.* // Strongly Coupled Plasmas. / Ed.: A.Kalman, P.Corini. N.Y.--London: Plenum press. 1978. P.409.

86. *Trainor R.J., Graboske M.C., Long K.S.* Rep.VCRL-52565, 80257, 82141.

87. *Hore R.M., Schwar H.J., Hoval H.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. N.Y.: Plenum. 1981. V.5. P.253.

88. *Sigel R.* // Phys.Rev. 1974. V.33. P.1020.

89. *Vessel L., Solem J.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V.40. P.1391.

90. *Trainor R.J., Shaner J.W., Auerbach J.M.; Holmes N.C.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V.42. №17. P.1154.

91. *Holmes N.C., Trainor R.J.* // Phys. Rev. A. 1982. V.25. P.160.

92. *Gold Stone P.D., Benjamin R.F., Schaltz R.B.* // Phys. Lett. 1979. V.38. P.761.

93. *Trainer R.J., Holmes N.C., Anderson R.A.* // Shock Wave in Condensed Matter--1981. / Ed.: W.J.Nellis, L.Seaman, R.A.Grolham. N.Y.: North Holland. 1982. P.145.

94. *Rosen M.D., Phillipson D.W.* // Shock Wave in Condensed Matter-1983. / Ed.: J.R.Assay, R.A.Graham, G.K.Straub. N.Y.: Elsever. 1984. P.323.

95. *Бондаренко Ю.А., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В.* и др. // ЖЭТФ. 1981. Т.81. №1(7). С.170.

96. *Rennet J.S.* // Appl. Phys. Lett. 1981. V.38. №16. P.226.

97. *Roman J.P., Cottete F.* // Physics. 1986. V.139. P.545.

98. *Hall T.A., Djaamet A.* // Phys.Rev.Lett. 1988. V.60. №20. P.2004.

99. *Ng A., Parfeniuk D., DaSilva A.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V.52. №24. P.2604.

100. *Ng A., Parfeniuk D., DaSilva A.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V.54. №13. P.1595.

101. *Аккерман А.Ф., Демидов Б.А., Фортов В.Е.* и др. Применение сильноточных релятивистских электронных пучков в динамической физике высоких температур и давлений. Черноголовка: РИСО ОИХФ. 1986.

102. *Бушман А.В., Воробьев О.Ю., Фортов В.Е.* и др. Численное моделирование воздействия мощных ионных пучков на металлические мишени. Черноголовка: РИСО ОИХФ. 1987.

103. *Демидов Б.А., Мартынов А.И., Рудаков Л.И.* и др. // ЖЭТФ. 1981. Т.80. Вып.2. С.738.

104. *Аккерман А.Ф., Бушман А.В., Фортов В.Е.* и др. // ЖЭТФ. 1986. Т.91. Вып.5(11). С.1762.

105. *Perry F.C., Winder H.M.* // J. Appl. Phys. 1976. V.47. P.127.

106. *Манзон Б.М.* // УФН. 1981. Т.134. Вып.4. С.611.

107. *Froschner K.F., Lee R.S.* // Shock Wave in Condensed Matter-1983. / Ed.: J.R.Assay, R.A.Graham, G.K.Straub. N.Y.: Elsever. 1984. P.87.