

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.893

**ПРИМЕНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ФИЗИКЕ
ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ***Л. В. Альтшулер*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	197
§ 1. Ударные адиабаты и их экспериментальная регистрация	199
§ 2. Методы получения полуэмпирических уравнений состояния	207
§ 3. Детонация конденсированных взрывчатых веществ и ударное сжатие сверхплотных газов	212
§ 4. Ударные адиабаты и нулевые изотермы металлов	218
§ 5. Скорость звука и изэнтропическая упругость ударно сжатых тел	225
§ 6. Столкновение ударных волн	229
§ 7. Особенности течений с фазовыми переходами и фазовые превращения в железе	233
§ 8. Уравнения состояния и фазовые превращения ионных кристаллов	238
§ 9. Переходы в металлическое состояние	244
§ 10. О составе ядра и мантии Земли	246
§ 11. Динамическая прочность материалов	249
Цитированная литература	255

ВВЕДЕНИЕ

Включение в исследовательский арсенал современной физики мощных ударных волн сделало объектом лабораторного эксперимента давления во многие сотни тысяч и миллионы атмосфер. В окружающем нас мире вещество испытывает действие подобных и еще более высоких давлений в глубинах Земли, в центре Солнца и внутри других космических тел большой массы. Давления на границе земного ядра на расстоянии 2,9 тыс. км от его поверхности достигают 1 миллиона 400 тысяч атмосфер. В центре Земли они равны 3,5 миллиона атмосфер, в центре Солнца миллиарду и в белых карликах 100 триллионам атмосфер. Температуры в земном ядре составляют несколько тысяч градусов, в звездах — десятки миллионов градусов. Постепенно все более высокие давления и температуры искусственно создаются и применяются для решения самых различных научных и технических задач. В ряде случаев осуществленные человеком процессы кратковременно воспроизводят условия, существующие в центральных областях звезд.

Для теоретического изучения наиболее доступны предельные состояния материи при очень больших степенях сжатия и при очень высоких температурах. В условиях полной температурной ионизации хорошо известны термодинамические характеристики плазмы, состоящей из смеси ядер и электронов.

Элементарно просты свойства вырожденного электронного газа при давлениях порядка $5 \cdot 10^8 Z^{10/3}$ атм, равномерно заполняющего про-

Из условия сохранения вещества, количества движения и энергии следует

$$\frac{D}{D-U} = \frac{v_0}{v} = \sigma, \quad (1a)$$

$$\frac{DU}{v_0} = P - P_0, \quad (1б)$$

$$\frac{1}{2} U^2 = E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0)(v_0 - v), \quad (1в)$$

где P — давление за фронтом волны, P_0 — перед фронтом, v и v_0 — удельные объемы за фронтом волны и перед ним, E и E_0 — удельные внутренние энергии в тех же состояниях, σ — степень относительного сжатия вещества.

Уравнения сохранения имеют наглядную геометрическую интерпретацию. Как следует из первых двух уравнений, при $P_0 = 0$

$$D^2 = v_0^2 \frac{P}{v_0 - v}, \quad (2a)$$

$$U^2 = P(v_0 - v). \quad (2б)$$

На $P-v$ -диаграмме (рис. 2) определенным значениям D и U отвечает прямая $D = \text{const}$ и гиперболола $U = \text{const}$.

Пересечение прямой и гипербололы фиксирует состояние ударного сжатия с координатами P_1, v_1 . Совокупность состояний, возникающих при сжатии вещества ударными волнами различной интенсивности, определяет положение кривой ударного сжатия — адиабаты Гюгоньо $P_\Gamma(v_0, v)$.

Измерения величин D и U эквивалентны прямым определе-

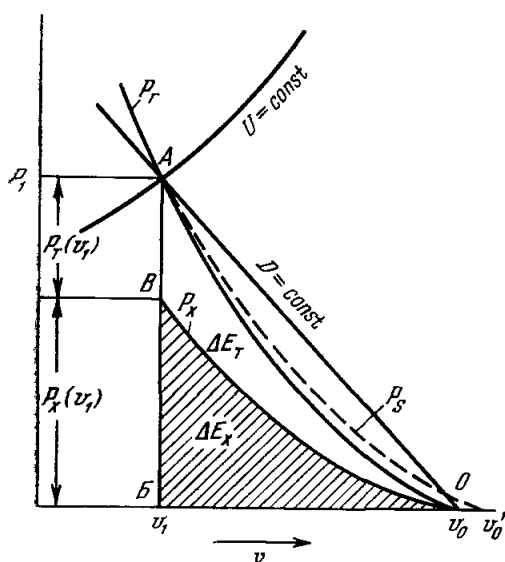


Рис. 2. $P-v$ -диаграмма ударного сжатия. P_Γ — ударная адиабата сжатия — адиабата Гюгоньо; P_S — изэнтропа расширения ударно сжатого вещества; P_x — кривая «холодного» сжатия при $T = 0^\circ \text{K}$ — нулевая изотерма.

ниям давлений и удельных объемов, что следует также непосредственно из системы уравнений (1). На этой эквивалентности и основаны динамические методы исследования.

Как следует из уравнения (1в), полное приращение внутренней энергии ΔE равно площади треугольника OAB . Это приращение разделяется на «упругую» составляющую ΔE_x , заключенную между осью объемов и кривой $P_x(v)$ «холодного» сжатия, и тепловую энергию ΔE_T , изображенную криволинейным треугольником OAB . Поскольку $\Delta E_x < \Delta E$, процесс ударного сжатия сопровождается разогревом вещества и увеличением его энтропии, что в свою очередь приводит к появлению тепловой составляющей давления P_T . С увеличением амплитуды волн тепловая энергия и тепловое давление ударного сжатия прогрессивно возрастают.

Начальный участок динамической адиабаты в основном определяется кривой сжатия $P_x(v)$ при температуре абсолютного нуля (нулевой изотермой). Наоборот, положение ее верхней ветви зависит от термодинамических характеристик сжимаемой среды.

Представление о ходе динамической адиабаты можно получить, подставив уравнение (1в) в простейшее уравнение состояния твердого тела ³⁴

$$P - P_x = \frac{\gamma}{v} (E - E_x), \tag{3}$$

где

$$E_x = - \int_0^{v_0} P_x dv.$$

Полученное выражение

$$Pv = \frac{(h-1)P_x v - 2(E_x - E_0)}{h - (v_0/v)} \tag{4}$$

обращается в бесконечность, когда относительное сжатие среды $\sigma = v_0/v$ достигает предельной величины $h = 1 + (2/\gamma)$. Как следует из (3), параметр γ связывает тепловое давление с плотностью тепловой энергии. В общем случае коэффициент γ есть сложная функция объема и температуры. У металлов значения h и γ при нормальных условиях близки к двум. Если бы их тепловые характеристики оставались неизменными, ударные адиабаты асимптотически приближались бы к предельному значению $\sigma = 2$ ($v = v_0/2$). Из-за уменьшения коэффициента γ с плотностью и температурой реально достигаемые сжатия могут существенно превышать указанное значение.

Очевидно, знание динамических адиабат очень существенно как для выявления нулевых изотерм, так и для получения ценной информации о термодинамических параметрах изучаемых веществ при высоких давлениях и температурах.

Для решения этого второго вопроса особую роль играет ударное сжатие пористых тел пониженной начальной плотности, предложенное в качестве метода исследования Зельдовичем ^{35,27}. Как видно из рис. 3, большая деформация пористых образцов с начальным объемом $v_{00} = m v_0$ сопровождается значительным увеличением тепловой энергии и соответственным возрастанием теплового давления.

В результате «пористые» адиабаты располагаются всегда «сплошными». Их уравнением при постоянном γ является выражение, аналогичное (4), в котором значение v_0 в знаменателе заменено на v_{00} . Очевидно, в этом случае давления обращаются в бесконечность при удельных объемах $v = m (v_0/h)$ — предельных степенях сжатия $\sigma = h/m$.

Схематическая диаграмма сжатия пористых образцов по ⁸⁷ в предположении постоянного h изображена на рис. 4. По оси абсцисс отложена степень сжатия, по оси ординат — давления.

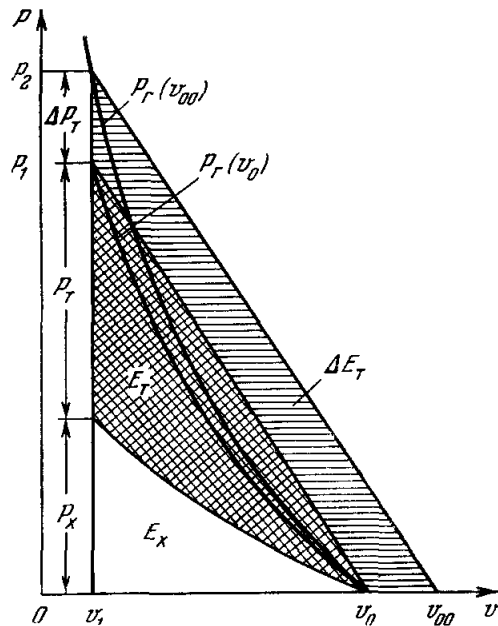


Рис. 3. Ударные адиабаты $P_{\Gamma}(v_0, v)$ и $P_{\Gamma}(v_{00})$ сплошного и пористого вещества.

Если пористость m меньше h , ударное сжатие увеличивает плотность. При $m > h$ конечная плотность среды уменьшается с увеличением давления, оставаясь всюду меньше нормальной плотности сплошного

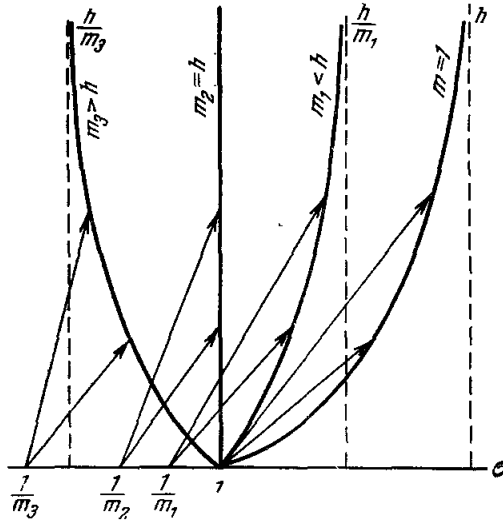


Рис. 4. Ударные адиабаты образцов с различной начальной пористостью $m_3 > h$, $m_2 = h$, $m_1 < h$ и $m = 1$.

Исходные относительные плотности равны $1/m_3$, $1/m_2$, $1/m_1$ и 1; предельные сжатия h/m_3 , h/m_2 , h/m_1 и h отмечены пунктирными вертикалями; для $m_2 = h$ вертикаль и динамическая адиабата совпадают с осью ординат.

Разработка динамических методов была начата независимо в США в 1945 г. Горансоном (см. ^{21,28}) и в Советском Союзе в 1947—48 гг. автором обзора, Цукерманом, Крупниковым и Кормером (см. ^{36,38}). Близкие по своему характеру исследования были поставлены Баумом, Станюковичем и Шехтером ³³.

Проведение измерений с помощью ударных волн потребовало от экспериментаторов определения их волновых и массовых скоростей.

Регистрация волновых скоростей датчиками, поставленными на пути их движения, не связана с принципиальными трудностями. Наоборот, непосредственное наблюдение за массовой скоростью вещества в большинстве случаев оказывается невозможным. До сравнительно небольших давлений, в несколько сотен тысяч атмосфер, возникающих при отражении детонационных волн от преград, массовые скорости находились по скорости движения свободной границы преграды — после выхода на нее ударной волны ^{23,36} (рис. 5).

Слои, примыкающие к свободной поверхности, приходят в движение под действием двух различных процессов — ударного перехода из состояния $P_0 = 0$, v_0 в состояние P_1 , v_1 (см. рис. 2) и последующего изэнтропического расширения в отраженной волне разрежения до состояния $P = 0$, $v_0' > v_0$.

Несмотря на различие в процессах, пока $U \ll D$, с хорошим приближением можно принимать

$$W = 2U. \quad (5)$$

вещества. Если $m = h$, любое давление дожимает пористую среду лишь до нормальной плотности сплошного состояния. В этом случае ударная адиабата изображается вертикальной линией, совпадающей с осью давлений. Конфигурация пористых адиабат является очень чувствительным индикатором термодинамических характеристик среды.

Сопоставление адиабат сплошного вещества и вещества, обладавшего в исходном состоянии небольшой пористостью, позволяет экспериментально подойти к определению параметра γ .

Как следует из рис. 3, при сжатии до одного и того же объема разность тепловых давлений ΔP_T объясняется различием тепловых энергий

$$\Delta E_T = \frac{1}{2} [P_2(v_{00} - v) - P_1(v_0 - v_1)].$$

Искомая величина $\gamma(v_1)$ находится по отношению $v_1 \Delta P_T(v_1) / \Delta E_T(v_1)$.

Регистрация больших давлений требует введения расчетных поправок, учитывающих отклонение от закона удвоения.

Вполне строгим в своих исходных предпосылках является метод «торможения», разработанный в Советском Союзе авторами ³⁶ в конце

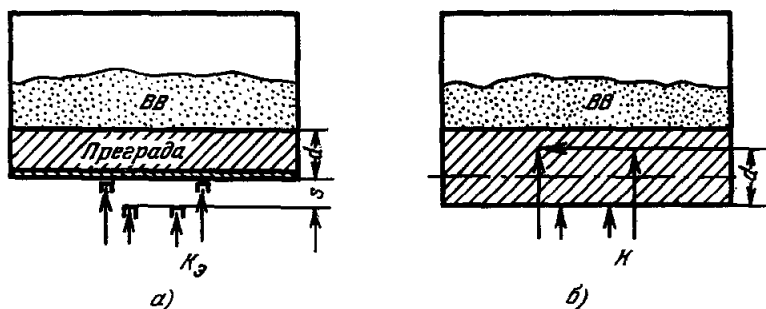


Рис. 5. Схема измерения а) массовых и б) волновых скоростей в преградах.

S — база измерения скорости движения свободной границы; *d* — база измерения волновой скорости; *K* — электроконтактные датчики; *K₃* — датчики с защитными экранами, предохраняющими контакты от предварительного замыкания ударной волной в воздухе.

сороковых годов для получения и исследования давлений в несколько миллионов атмосфер. Экспериментально измеряемыми величинами в методе торможения являются скорость W_y ударника, разогнанного продуктами

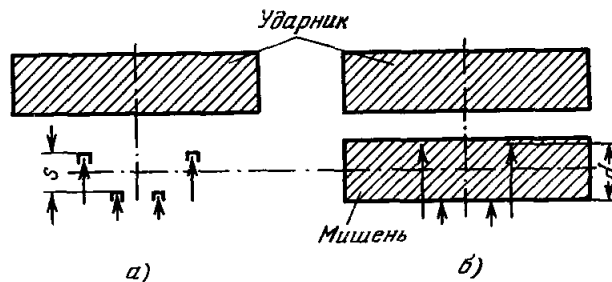


Рис. 6. Схема измерения массовых и волновых скоростей по методу торможения.

а) Регистрация экранированными датчиками скорости движения ударника; б) регистрация волновых скоростей в мишени.

взрыва до его соударения с мишенью из исследуемого материала, и скорость D ударной волны в мишени (рис. 6).

Торможение ударника об исследуемую преграду создает две волны равного давления, распространяющиеся в обе стороны от поверхности соударения. Скорость U этой поверхности после удара и есть массовая скорость вещества за фронтом волны. Скачок скоростей на фронте волны в ударнике равен $W_y - U$, а в мишени U . Если мишень и ударник сделаны из одного материала и ударник в процессе разгона не испытал сколько-нибудь значительного разогрева, то $W_y - U = U$ и, следовательно,

$$U = \frac{1}{2} W_y. \tag{6}$$

Остальные параметры ударной волны в мишени находятся подстановкой U и волновой скорости D в уравнения (1) законов сохранения.

Внешне выражение (6) аналогично (5). Однако в первом случае скорость преграды приобретает при двух существенно различных процессах — ударного сжатия и последующего расширения, дающих примерно одинаковые увеличения скоростей только для относительно слабых ударных волн. Наоборот, в методе торможения условие двойного уменьшения скорости после удара выполняется совершенно точно при сколь-

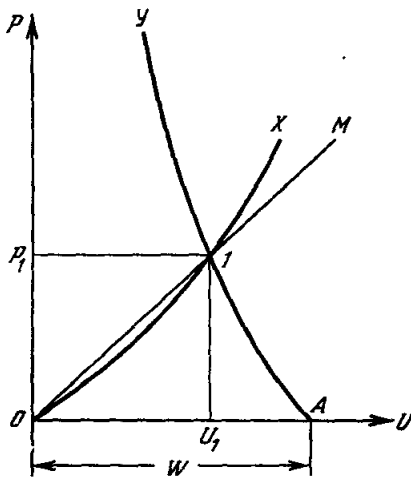


Рис. 7. $P - U$ -диаграмма ударного торможения.

AU — адиабата Гюгонио торможения ударника; OM — волновой луч мишени; 1 — состояние ударного сжатия; OX — ударная адиабата мишени, изготовленной из исследуемого вещества.

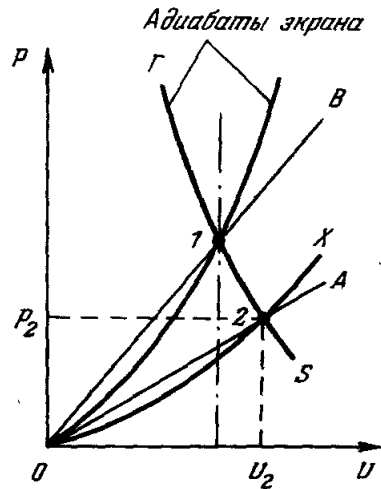


Рис. 8. Определение параметров ударного сжатия по методу отражения.

1 — состояние ударного сжатия в экране; $1 - S$ — изэнтропа расширения материала экрана; $1 - Г$ — ударная адиабата сжатия экрана из состояния 1 ; OB — волновой луч $P = \rho_{00} D_0$ и материала экрана; OA — волновой луч $P = \rho_{0x} D_x$ и исследуемого образца; 2 — состояние ударного сжатия образца; OX — исследуемая адиабата.

угодно больших скоростях движения и для любых давлений и температур ударного сжатия.

При соударении различных тел не существует равенства скачков скоростей в мишени и в ударнике. Это затруднение преодолевается путем изготовления ударяющего тела из материала с предварительно определенной динамической адиабатой, функционально связывающей давление ударного сжатия со скачком скоростей $W_y - U$. На графике давление — скорость (рис. 7) динамическая адиабата торможения ударника изображена кривой AU , отстоящей от начала координат на расстояние W_y . Измерение волновой скорости D фиксирует положение волнового луча OM , удовлетворяющего уравнению $P = \rho_0 D U$ (ρ_0 — начальная плотность материала мишени).

Фактически реализуется состояние 1 на пересечении адиабаты ударника AU и прямой OM . Своими координатами точка пересечения определяет давление P_1 и массовую скорость U_1 , а по этим значениям по уравнению (1а) и плотность ударного сжатия $\rho_1 = 1/v_1$.

Во многих случаях^{28,38} оказывается более удобным подводить ударную волну к исследуемым веществам через экран из материала с уже известной адиабатой Гюгонио. Экспериментально измеряемыми величинами в этом случае являются скорости ударных волн в экране и в исследуемых образцах (метод «отражения»).

На диаграмме давление — скорость (рис. 8) возможным состояниям ударного сжатия экрана и образца при зафиксированных скоростях ударных волн отвечают волновые прямые *OB* и *OA*. Состояние 1 экрана определяется пересечением его волновой прямой со своей адиабатой Гюгонио. Состояние 2 в образце в свою очередь лежит на пересечении изэнтропы расширения экрана или его адиабаты торможения с волновым лучом образца *OA*. Если точки 1 и 2 отстоят не слишком далеко друг от друга, кривая 1—2 с большой точностью аппроксимируется зеркальным отображением адиабаты экрана относительно прямой, проходящей через исходное состояние 1.

Одно из устройств ³⁹, предназначенное для исследований по методу торможения, изображено на рис. 9.

Приложенный к заряду стальной полуторамиллиметровый диск приобретает скорость 5600 м/сек под действием расширяющихся продуктов взрыва (ПВ), пролетая внутри свинцового сопла путь длиной 90 мм.

Для уменьшения нагрева ударника разгоняемый диск отделяется от заряда тонкой прокладкой из оргстекла или воздушным зазором в 5—6 мм, обеспечивающим плавное нарастание давлений ПВ. В конце пути диск ударяет по экрану, за которым расположены исследуемые образцы. Аналогичные системы описаны Мак-Квином и Маршем ⁴⁰.

В исследованиях английских ученых Морриса и Скидмора ⁴¹, опубликованных в 1962 г., ударником служила тонкая стальная оболочка полусферического кумулятивного заряда, синхронно ударяющая по исследуемому образцу, изготовленному в виде сферического сегмента с наружным радиусом 76 мм. Результаты измерений волновых скоростей экстраполировались к внешней поверхности сегмента, где они сопоставлялись со скоростью движения оболочки в момент ее удара о сегмент. В работе ⁴¹ эта скорость составляла ~9 км/сек. В работах советских ученых скорости ударников достигали в ³⁶⁻³⁹ ~9 км/сек, в ^{42,43} и др. ~14 км/сек.

Скорости перемещения ударных фронтов, преград и ударников обычно находятся с помощью электроконтактных датчиков, введенных в тело образцов (рис. 5, б и 6, б) или поставленных на пути движения преград и ударников (рис. 5, а и 6, а). При базах 5 мм и скоростях 5—10 км/сек фиксируемые интервалы времени составляют $(0,5-1,0) \cdot 10^{-6}$ сек. Современные высокоскоростные осциллографы записывают эти интервалы с точностью регистрации ~1% (рис. 10).

В Советском Союзе электроконтактная методика была разработана в 1947—1948 гг. Цукерманом, Крушиковым, Этингофом и Лебедевым,

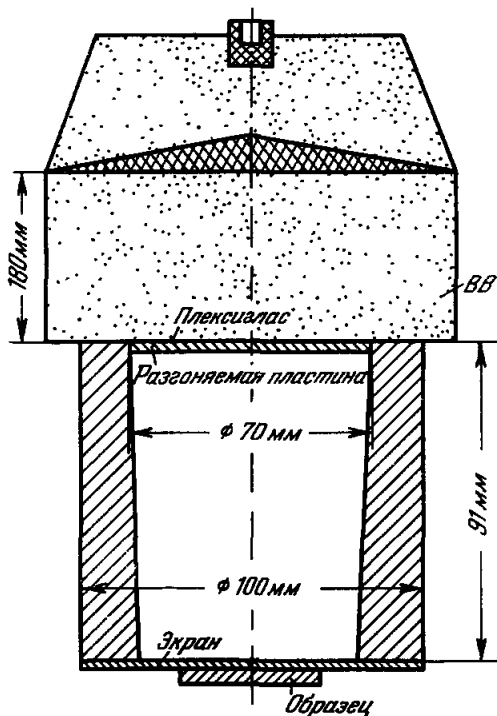


Рис 9 Разгон продуктами взрыва тонких стальных дисков.

ВВ — заряд взрывчатого вещества.

при участии автора обзора ³⁶, в США, независимо, несколько раньше Горансоном ⁴⁴, Мэллори ⁴⁵ и др. ²⁸.

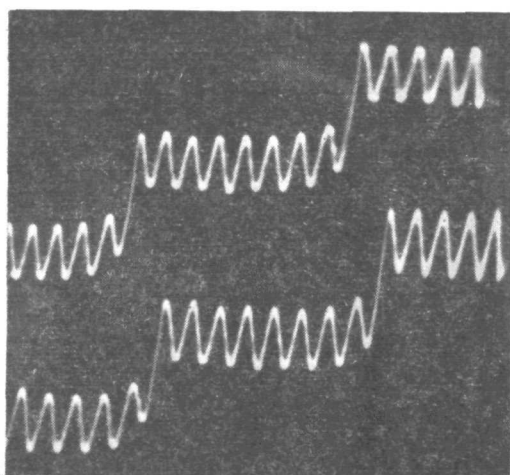


Рис. 10. Осциллограмма, регистрирующая время между замыканиями контактных датчиков. Период масштабной синусоиды равен $5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Другой метод регистрации очень быстрых процессов основан на записи световых сигналов на фоторегистрах с вращающимся зеркалом. Скорость движения луча по пленке у этих приборов достигает 4—6 км/сек ⁴⁶.

В практике газодинамического эксперимента для измерения скоростей детонации методы фоторегистрации являются традиционными. Широкое применение с самого начала они нашли в Советском Союзе и США также при изучении сильных ударных волн — для измерения волновых и массовых скоростей, скоростей звука в сжатом веществе, регистрации процесса столкновения волн, для непрерывного наблюдения

за траекторией движения поверхности. Некоторые примеры использования

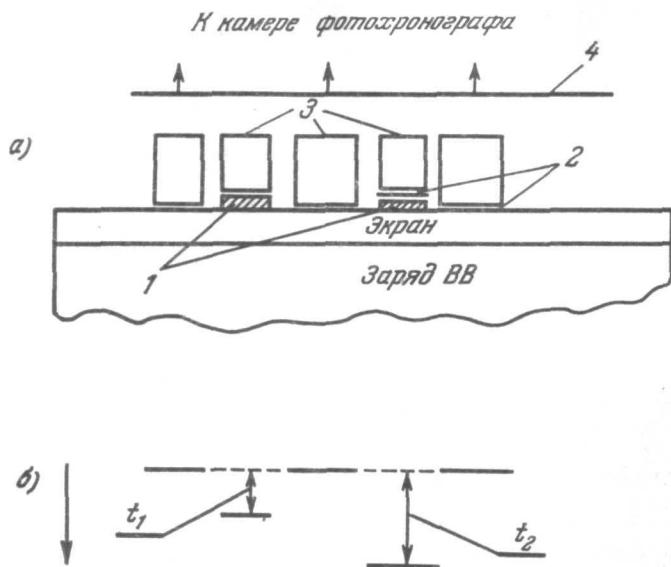


Рис. 11. Фотохронографические измерения волновых и массовых скоростей по ²⁸. а) Схема опыта: 1 — исследуемые образцы; 2 — заполненные аргоном зазоры, светящиеся при прохождении ударной волны; 3 — прозрачные блоки из органического стекла; 4 — экран со щелью. б) Схема фотохронограммы: t_1 — время движения ударной волны по образцу; t_2 — комбинированное время прохождения ударной волны по образцу и движения его свободной поверхности; стрелка указывает направление перемещения изображения щели по пленке.

оптической записи явлений в работах советских исследователей приведены в § 5 и 6. В качестве основного экспериментального метода фо-

тозапись на щелевом фотохронографе применялась в исследованиях Уолша и Кристиана^{47,28}. Схематический чертеж экспериментального блока и фотохронограммы (по²⁸) приведены на рис. 11.

В процессе съемки движущееся изображение щели, сквозь которую производится фотографирование, фиксирует на пленке последовательное прохождение ударных волн через зазоры на границе прозрачных плексигласовых блоков с экраном и образцами, а также удар образца о преграду. Свечение возникает при вступлении ударной волны в зазоры и прекращается через несколько наносекунд (10^{-9} сек) при вхождении ее в плексигласовые пластинки, теряющие при ударе свою прозрачность.

С увеличением амплитуды ударных волн при использовании любых методов регистрации трудности экспериментального определения давлений и сжатий динамическими методами прогрессивно возрастают. Причины заключаются в ухудшении симметрии движения ударников и ударных волн и в уменьшении регистрируемых временных интервалов. Особенно сильно падает точность в определении плотности, при вычислении которой по формуле (1а) используются разности волновых и массовых скоростей. Вместе с тем теоретическое рассмотрение свойств веществ с увеличением степени сжатия облегчается.

Демаркационная линия, ограничивающая область целесообразного применения газодинамического эксперимента, проходит, по-видимому, при давлениях в 10—15 миллионов атмосфер и плотностях, превышающих плотности при нормальных условиях в 3—3,5 раза. В настоящее время для некоторых веществ эта граница почти достигнута.

§ 2. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Результаты экспериментов с ударными волнами дают достаточно материала для построения полуэмпирических уравнений состояния, описывающих поведение твердых и жидких тел при больших давлениях и температурах.

Свойства вещества в этих условиях определяются силами взаимодействия при абсолютном нуле температуры, тепловыми колебаниями атомов или ионов и тепловым возбуждением электронов.

Отыскание по результатам динамических опытов кривых холодного сжатия и получение уравнений состояния сжатого вещества требуют разделения ударных давлений на тепловую и холодную составляющие.

Для решения этой задачи в первую очередь должны быть введены в рассмотрение способы описания тепловых свойств атомов.

Если температуры не слишком велики, атомы твердого тела или жидкости (мы не будем здесь делать различия между этими фазами) в основном совершают колебания около своих положений равновесия. Их перемещение в пространстве путем перескока в междоузлия или в другие вакантные узлы требует преодоления потенциальных барьеров, высоты которых при нормальных плотностях имеют порядок одного или нескольких электрон-вольт²⁷. Это означает, что энергия колебаний порядка kT на атом сравнивается с высотой потенциального барьера при температурах порядка десяти или нескольких десятков тысяч градусов. При сжатии вследствие возрастания сил отталкивания высоты потенциальных барьеров также резко возрастают. Свободные перемещения частиц при этом еще больше затрудняются, и их движение остается ограниченным пространством своих ячеек. В этих условиях оно сохраняет свойства гармонических колебаний в широком температурном интервале, включающем и состояния, возникающие при ударном сжатии «сплошных» образцов.

Для «классического» ансамбля осцилляторов их тепловая энергия $E_{т.р.} = 3RT/\bar{A}$ (закон Дюлонга и Пти), а тепловое давление

$$P_{т.р.} = \frac{\gamma_p}{v} \frac{3R}{\bar{A}} T \quad \text{при } \gamma_p = \frac{d \ln \bar{\omega}}{d \ln v}$$

(закон Грюнайзена). В этих выражениях R — газовая постоянная, \bar{A} — средний атомный вес, $\bar{\omega}$ — средняя частота. С учетом квантовых эффектов, существенных для температур меньших и равных дебаевской температуре θ , уравнение состояния в форме Ми — Грюнайзена имеет вид

$$\begin{aligned} P &= P_x + \frac{\gamma_p}{v} \frac{3R}{\bar{A}} TD \left(\frac{\theta}{T} \right), \\ E &= E_x + \frac{3R}{\bar{A}} TD \left(\frac{\theta}{T} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $D(\theta/T)$ — дебаевская функция, при $T \gg \theta$ равная единице. Его калорическая форма, полученная исключением из системы (7) температурных членов, дается уравнением (3). Начальные значения $\gamma(v_0)$ при нормальных условиях находятся из термодинамического тождества³⁴ $\gamma_p = 3\alpha/\rho_0 c_v \kappa$, где α — коэффициент линейного расширения, κ — коэффициент сжимаемости, ρ_0 — плотность при нормальных условиях, c_v — теплоемкость при постоянном объеме.

Дальнейшее изменение $\gamma(v)$ с объемом оценивается либо экспериментально, например по положению адиабаты пористых образцов^{36,29} (см. § 1), либо с помощью тех или иных модельных представлений, дающих зависимость средней частоты от объема. Наибольшее распространение получило второе направление. По Слейтеру⁴⁸ и Ландау⁴⁹ все частоты изменяются пропорционально скорости звука $C_x = v(-dP_x/dv)^{1/2}$ и обратно пропорционально межатомному расстоянию $r \sim v^{-1/3}$. В этих предположениях

$$\omega \sim v^{2/3} \left(-\frac{d}{dv} P_x \right)^{1/2}.$$

По Дугдейлу и Макдональду⁵⁰

$$\omega \sim v^{1/3} \left[-\frac{d}{dv} (P_x v^{2/3}) \right]^{1/2}.$$

По Зубареву и Ващенко⁵¹ для частиц, колеблющихся в сферически-симметричном поле своих соседей (теория свободного объема)⁵²,

$$\omega \sim - \left[\frac{d}{dv} (P_x v^{4/3}) \right]^{1/2}.$$

Все эти различные выражения могут быть представлены единой формулой для частоты

$$\omega \sim v^{2-t/3} \left[-\frac{d}{dv} P_x (v^{2t/3}) \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Ее логарифмическая производная по объему определяет коэффициент Грюнайзена

$$\gamma_p(v) = - \left(\frac{2}{3} - \frac{t}{3} \right) - \frac{v}{2} \frac{\frac{d^2}{dv^2} (P_x v^{2t/3})}{\frac{d}{dv} (P_x v^{2t/3})}. \quad (9)$$

Значение $t=0$ отвечает теории Ландау—Слэйтера, $t=1$ — Дугдейла — Макдональда, $t=2$ — теории свободного объема. При $v=v_0$ имеем

$$\gamma_p(t=0) = \gamma_p(t=1) + \frac{1}{3} = \gamma_p(t=2) + \frac{2}{3}.$$

Для центральных сил, меняющихся по степенному закону вида $P = Av^{-n}$,

$$\gamma_p = \frac{1}{2} + \frac{n-1}{2}$$

не зависит от плотности и одинаково для всех t . Предельная величина γ_p для свободного электронного газа равна $2/3$. Начальные значения $\gamma_p(v_0)$ для большинства ионных кристаллов и металлов лежат в пределах от 1,5 до 2,5. Как было показано в работах ²⁸ и ⁵³, для металлов в большинстве случаев справедливо значение $t=1$, а для ионных кристаллов $t=2$.

Отыскание функций $\gamma(v)$, $P_x(v)$ и температур ударного сжатия T_Γ основано на совместном решении уравнений (7) и (9) при подстановке в левые части (7) параметров экспериментальных адиабат — их давлений P_Γ и энергий

$$E_\Gamma = \frac{1}{2} P_\Gamma (v_0 - v) + E_0.$$

Для описания высокотемпературных состояний, возникающих, в частности, при ударном сжатии пористых образцов, обязательным является учет ангармоничности тепловых колебаний атомов и ионов. По Кормеру и Урлину ^{54,55}, для этих целей может служить интерполяционная формула для частоты

$$\omega \sim \left[-v^{\frac{2(2-t)}{3}} \frac{d}{dv} (P_x v^{\frac{2t}{3}}) + l \frac{RT}{A} v^{-\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

отличающаяся от (8) наличием второго температурного члена. Подстановка (10) в выражение для свободной энергии $F = RT \ln(\hbar\bar{\omega}/kT)$ при низких и очень высоких температурах приводит к правильным выражениям для свободной энергии твердого тела и идеального газа. Для промежуточных состояний определяющим является параметр l , отыскиваемый по экспериментальным адиабатам пористых образцов.

В развернутом виде, по ⁵⁵,

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{3\gamma_p + z}{1+z} \frac{RT}{vA} + P_x, \\ E &= \frac{2+z}{1+z} \cdot \frac{3}{2} \frac{RT}{A} + E_x, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$z = \frac{lRT}{A(c_x^2 - 2tP_x v)}, \quad c_x^2 = -v^2 \left(\frac{dP_x}{dv} \right). \quad (11a)$$

При $z \rightarrow 0$ уравнения (11) и (11a) становятся тождественными уравнениям состояния Ми — Грюнайзена (7).

Для вычисления свойств сжатого и сильно нагретого вещества может быть использована также теория свободного объема (г. с. о.), не требующая введения эмпирических параметров типа l . Эта теория рассматривает движение частиц в ячейках с непроницаемыми стенками, отделенных друг от друга бесконечно высокими потенциальными барьерами. Для сжатого вещества она является хорошим приближением к действительности.

По теории свободного объема⁵² в статистический интеграл системы в качестве множителя входит возведенный в N -ю степень (N — число частиц) «свободный» объем ячейки

$$v_f = \int_{\Delta} e^{-\frac{\chi(r) - \chi(r_0)}{kT}} dr. \quad (12)$$

В формуле (12) r — текущий радиус-вектор, r_0 — радиус-вектор положения равновесия в центре ячейки, $\chi(r)$ — потенциальная энергия частицы, Δ — объем ячейки.

При низких температурах т. с. о. описывает гармоническое движение с удельной теплоемкостью $3R/\bar{A}$ и коэффициентом Грюнайзена, вычисляемым по уравнению (9) при $t = 2$. При высоких температурах, когда kT много больше средней разности потенциальных энергий $\overline{\chi(r) - \chi(r_0)}$, «свободный» объем v_f в (12) совпадает с геометрическим объемом ячейки. В этих условиях частицы в своей совокупности образуют «решеточный» идеальный газ, уравнение состояния которого тождественно уравнению состояния истинного идеального газа (за исключением энтропии, значение которой меньше на величину постоянной, равной энтропии перестановок частиц между ячейками).

Теория свободного объема позволяет, исходя из потенциала взаимодействия частиц, находить термодинамические функции как для указанных предельных случаев, так и для промежуточных стадий перехода тел в эффективно газообразное состояние.

Практические вычисления в теории ячеек производятся для идеализированного сферически-симметричного сильного поля. В этом проявляется приближенный характер теории, не учитывающей также корреляций в движениях атомов. Вследствие этого ее формулы не всегда приводят к правильным значениям коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях. Несмотря на эти недостатки, т. с. о. нашла широкое применение в теории жидкостей. Для анализа динамических экспериментов и получения с их помощью уравнений состояния продуктов взрыва и их компонент она была использована Зубаревым и Телегиным⁵⁶⁻⁵⁸, при выводе уравнений состояния ионных кристаллов — Альштулером и Павловским⁵³, для получения уравнения состояния аргона — Алдером и Тилем⁵⁹.

Повышение температуры до многих тысяч градусов, наряду с ангармоничностью тепловых колебаний атомов, приводит к тепловому возбуждению электронов, в первую очередь у металлов. Вследствие этого для высоких температур их уравнение состояния, помимо решеточных компонент, должно включать члены, представляющие тепловую энергию и тепловое давление электронного газа.

Оставляя более подробное рассмотрение этого вопроса до § 4, мы приведем здесь расширенное уравнение состояния металлов по^{39, 60}, дополненное тепловыми электронными членами:

$$\left. \begin{aligned} P &= P_x + \frac{\gamma_p}{v} \frac{3RT}{A} D\left(\frac{\theta}{T}\right) + \frac{\gamma_e}{v} \frac{\beta T^2}{2}, \\ E &= E_x + \frac{3RT}{A} D\left(\frac{\theta}{T}\right) + \frac{\beta T^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В выражениях (13) $\beta = \beta_0 (v/v_0)^{\gamma_e}$ — коэффициент электронной теплоемкости, β_0 — его экспериментальное значение при $v = v_0$, γ_e — электронный аналог коэффициента Грюнайзена, выражающий отношение теплового давления электронов к плотности их тепловой энергии.

В тех случаях, когда существенной становится ангармоничность, решеточные члены должны вычисляться по (11) или с помощью теории свободного объема.

Нахождение по экспериментальным ударным адиабатам функций T_{Γ} , $P_x(v)$ и $\gamma_p(v)$ в первых исследованиях ^{28,39,40} осуществлялось численными методами путем совместного решения уравнений (7) или (13) и дифференциального соотношения (9). Этот способ, косвенно связанный с двойным дифференцированием эмпирической кривой ударного сжатия, не приводит, при малых степенях сжатия, к однозначным значениям $\gamma_p(v)$ и не дает удобных для экстраполяции аналитических выражений $P_x(v)$. По этим соображениям Кормером и Урлиным ^{61,60} кривые $P_x(v)$ находились в аналитической форме в виде ряда

$$P_x(v) = \sum_{n=1}^7 a_n \delta^{i+\frac{1}{3}}, \quad \delta = \frac{v_{0k}}{v}; \quad (14)$$

v_{0k} — удельный объем при $P = 0$, $T = 0^\circ \text{K}$.

Для отыскания коэффициентов ряда привлекались характеристики вещества при нормальных условиях (энергия связи, плотность, сжимаемость, значение $\gamma_p(v_0)$), координаты двух точек кривой $P_x(v)$ в квантостатистической области давлений и одна из точек динамической адиабаты.

В других работах (Давыдова ⁶⁶, Жаркова ⁶², Альтшулера, Павловского, Кулешовой ^{63,53}, Альтшулера, Бакановой и Трунина ⁴²) давления и энергии холодного сжатия выражались формулами, заимствованными из теории ионных кристаллов ⁶⁴:

$$\left. \begin{aligned} P_x(\delta) &= Q [\delta^{\frac{2}{3}} \exp \{q(1 - \delta^{-\frac{1}{3}})\} - \delta^{\frac{4}{3}}], \\ E_x(\delta) &= 3Qv_{0k} [q^{-1} \exp \{q(1 - \delta^{-\frac{1}{3}})\} - \delta^{\frac{1}{3}}]. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Для ионных соединений первые члены в (15) определяются борн-майеровским потенциалом отталкивания ионов ⁶⁴, вторые — кулоновским притяжением. Для металлов положительные члены в (15) приближенно выражают сумму сил отталкивания (кинетическое, «нулевое» давление электронов, взаимодействие замкнутых оболочек ионов и т. д.), а отрицательные — сил притяжения (кулоновские и обменные силы и т. д.). Задание тех или иных постоянных в (15) определяет ход функций $P_x(v)$, $E_x(v)$, а с помощью уравнения (9) и $\gamma_p(v)$. Знание этих зависимостей, а также тепловых электронных составляющих в давлении и энергии в свою очередь позволяет осуществить построение динамических адиабат.

Действительному ходу нулевых изотерм и кривых $\gamma_p(v)$ отвечают комбинации постоянных, наилучшим образом аппроксимирующие экспериментальные данные по ударному сжатию. Для сравнения рассчитанных адиабат с экспериментом целесообразно использовать ударные адиабаты «сплошных» образцов, притом в области, где тепловые электронные члены играют роль поправок. В этом случае погрешности в значении электронных составляющих не могут существенно исказить результаты анализа. Их собственные параметры, так же как и эффекты ангармоничности, в свою очередь могут быть прокорректированы и выявлены по верхним участкам адиабат, особенно по кривым ударного сжатия пористых образцов, для которых тепловые давления и тепловые энергии являются доминирующими.

Рассмотренные уравнения состояния не учитывают плавления вещества за фронтом ударных волн. Этот вопрос рассмотрен в статье Урлина и Иванова ⁶⁵.

§ 3. ДЕТОНАЦИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ И УДАРНОЕ СЖАТИЕ СВЕРХПЛОТНЫХ ГАЗОВ

Детонационная волна является сверхзвуковой волной сжатия, за фронтом которой происходит выделение энергии взрыва.

Ее прохождение превращает химические соединения, образующие твердые и жидкие взрывчатые вещества (ВВ), в смесь газообразных продуктов взрыва (ПВ) плотностью в 2,0 и более $г/см^3$.

При этом, естественно, возникают высокие температуры и давления и большие скорости поступательного движения ПВ в направлении движения детонационного фронта.

Классическая гидродинамическая теория детонационных процессов была создана на рубеже XIX и XX вв. трудами Чепмена⁶⁷, Михельсона³³ и Жуге⁶⁸. Свое дальнейшее развитие она получила главным образом благодаря работам Зельдовича⁶⁹, Неймана⁷⁰, Тейлора⁷¹, Ландау и Станюковича⁴⁹, Станюковича и Покровского^{72,33}.

Скорость детонации в стационарном режиме является термодинамической харак-

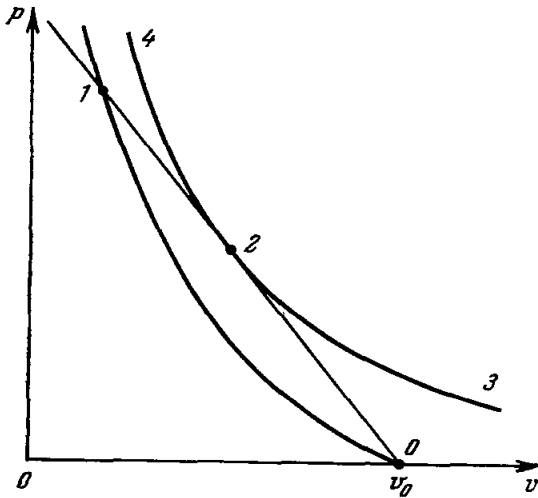


Рис. 12. Ударные адиабаты продуктов детонации и исходного взрывчатого вещества.
0 — 1 — Адиабата исходного ВВ; 2—3—4 — адиабата ПВ, 2 — состояние Чепмена — Жуге

теристикой вещества и не зависит от условий инициирования. По условию Чепмена — Жуге она равна скорости распространения возмущений в прореагировавшем веществе за фронтом волны ($D = U + C$, C — скорость звука в продуктах взрыва). На $P - v$ -диаграмме сжатия (рис. 12) скорость детонации определяется наклоном прямой, касательной к адиабате продуктов взрыва, а состояния на фронте — координатами точки касания.

Недостаточное знание свойств сверхплотных газов не позволило, однако, теоретическим путем прийти к однозначным количественным характеристикам детонационных процессов в конденсированных ВВ. В частности, весьма противоречивые представления существовали не так давно и о такой важной характеристике взрыва, как давление в точке Жуге. По теории Шмидта⁷³, например, давление детонации тротила равнялось 120 кб, по теории Ландау — Станюковича⁴⁹ — 190 кб*).

Разработка динамических методов исследования позволила дополнить регистрацию скоростей детонации прямыми измерениями динамических параметров детонационных волн.

Эта задача была решена в конце сороковых годов несколькими различными методами.

*) Здесь и далее в качестве единицы давления используется бар = 10^6 дин/см² = $1,019716$ кг/см² = $0,986924$ нормальной атмосферы; 1 килобар (кб) = 10^3 бар, 1 мегабар (Мб) = 10^6 бар.

В исследованиях Софьиной и Цукермана параметры детонации определялись по относительному смещению фольг, находящихся в момент импульсного рентгенографирования на различных расстояниях от фронта детонации.

Применение больших зарядов и плоских детонационных волн позволило в этих работах избежать влияния волн расширения, искажавших результаты рентгенографических исследований Шаля (см. ²¹).

В «методе преград» для отыскания параметров детонации исследовалось отражение плоской детонационной волны от образцов различной динамической жесткости, т. е. с различными значениями $\rho_{0M} D_M$ (ρ_{0M} — начальная плотность преграды, D_M — волновая скорость в ней). Первые исследования в этом направлении в СССР были произведены в 1948 г. Альтшулером и Крупниковым ³⁶. Как следует из обзора ²¹ и работы ¹⁴, опубликованной в 1955 г., аналогичная методика была разработана и применена Горансоном в США в 1945 г.

Экспериментально измеряемыми величинами в исследованиях этого направления являлись массовые и волновые скорости в преградах (см. рис. 5), произведение которых по уравнению (16) определяло и давления отражения. Переход от состояний в преградах к параметрам детонации основан на равенстве давлений и скоростей по обе стороны границы взрывчатое вещество — преграда. На диаграмме давление — скорость (рис. 13) прямые $P = \rho_{0B} D$ являются геометрическим местом точек, отвечающих заданной скорости детонации.

При отражении от преград, обладающих большей динамической жесткостью, чем ПВ ($\rho_{0M} D_M > \rho_{0B} D$), происходит торможение ПВ и возрастание давлений, при отражении от менее жестких преград — расширение с уменьшением давлений.

Состояния, полученные в экспериментах с разными преградами, в своей совокупности выявляют кривую AB и точку Чепмена — Жуге на пересечении ее детонационной прямой.

Вследствие затухания ударных волн для отыскания истинных состояний отражения измерения массовых скоростей производятся при различной толщине преград и результаты экстраполируются к границе раздела. Полученные таким образом экспериментальные точки и объединяющие их кривые рис. 13 характеризуют два сплава тротила и гексогена. Нижняя кривая, отвечающая 50% содержания тротила (ТГ-50/50), получена авторами ³⁶. Верхняя воспроизводит данные Дила ⁷⁴ (США), исследовавшего сплав «В» из 36% тротила и 64% гексогена.

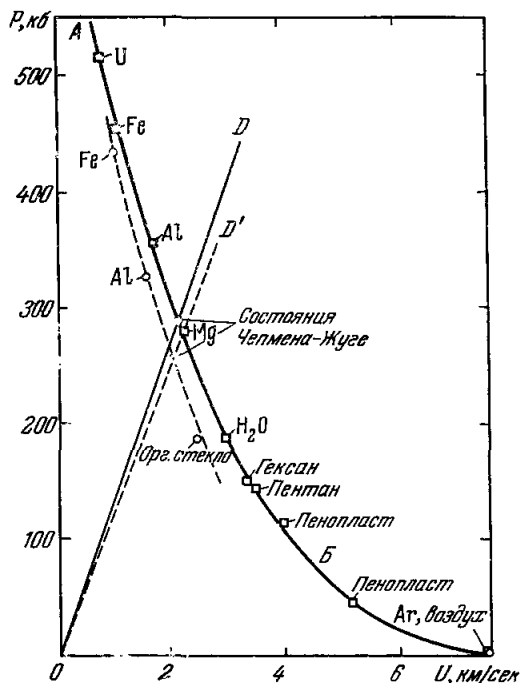


Рис. 13. $P - U$ -диаграмма отражения детонации от преград различной жесткости. — Волновая прямая $P = \rho_{0B} D U$ и экспериментальная кривая отражения для сплава В (ТГ-36/64); — — — то же для сплава ТГ-50/50.

Давления Жуге этих составов соответственно равны 260 и 292 *кб*, массовые скорости 2,02 и 2,12 *км/сек*. Для тротила и гексогена результаты аналогичных исследований Дила ⁷⁵ и Дремина ^{76,77} занесены в левую часть табл. I вместе с данными по сплаву «В».

Таблица I

Экспериментальные и расчетные ⁵⁸ параметры детонационных волн

ВВ	Автор		Дил ⁷⁵	Дремин ^{76, 77}	Зубарев ⁵⁸ (расчет)	P_T/P , % ⁵⁸
ТНТ, $Q_0 = 1,637$ г/см ³	D , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		6,942	7,09	7,04	48
	U , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		1,664	1,87	1,60	
	P , <i>кбар</i>		189,0	217,0	184,0	
Гексоген, $Q_0 = 1,767$ г/см ³	D , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		8,639	8,70	8,88	34
	U , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		2,213	2,42	2,08	
	P , <i>кбар</i>		338,0	372,0	327,0	
Состав «В» (ТНТ/гексоген-36/64), $Q_0 = 1,713$	D , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		8,018	7,96 *)	—	40
	U , $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$		2,127	2,18 *)	—	
	P , <i>кбар</i>		292,0	298,0 *)	—	

*) Получены интерполяцией ⁷⁶.

Основная причина различий в значениях параметров, полученных в ⁷⁵⁻⁷⁷, заключается, вероятнее всего, в трудности отделения газодинамических параметров состояния Жуге от повышенных давлений зоны реакций. Эта же точка зрения высказана в ⁷⁸ Дреминым и др. Существование «химического пика» давлений теоретически было предсказано Зельдовичем ⁶⁹ и Нейманом ⁷⁰.

По ^{69,70} зона химического разложения, несущая пик давления P_1 (рис. 14), образует передний фронт волны и перемещается по заряду со скоростью детонации. Максимальные давления P_1 фронта определяются пересечением детонационной прямой $0-I$ с адиабатой невзорвавшегося ВВ (см. рис. 12). На другой границе зоны реализуются состояния 2 Чепмена — Жуге.

Движение продуктов взрыва описывается автотомельными изэнтропическими волнами расширения. Наоборот, зона реакции стационарна: распределение давлений и скоростей в ней не зависит от пути детонации (см. рис. 14).

Путем проведения тщательных измерений начальных скоростей движения тонких пластин Даффу и Хаустону ⁷⁹, а затем Дремину и Похилу ⁸⁰ удалось выявить область повышенных давлений, характерных для первой стадии движения ударных волн в преградах. Их результаты для двух конденсированных ВВ — тротила и сплава «В» — представлены

на рис. 15. По оси ординат графика отложены начальные скорости движения алюминиевых преград, по оси абсцисс — их толщины.

Кривая для тротила содержит также точки, зарегистрированные на пьезоэлектрическом датчике давлений Эйшельбергером и Овером⁸¹, а кривая для сплава «В» — точки Дила⁷⁵, полученные на зарядах, длины которых в три раза превышали длины зарядов, использованных в опытах Даффа и Хаустона.

Размеры стационарной зоны могут быть выявлены экспериментально, путем сравнения кривых затухания, полученных на зарядах различной длины.

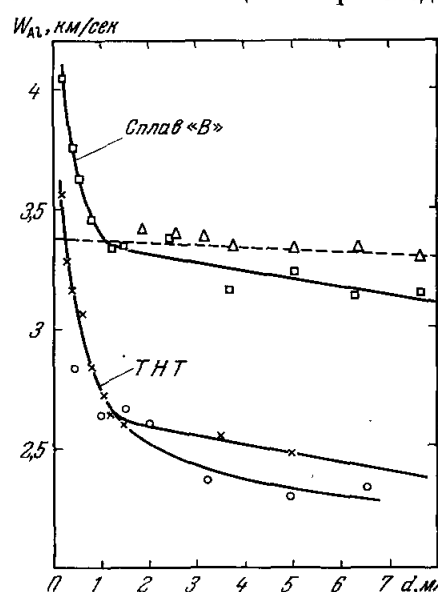


Рис. 15. Кривые затухания ударных волн в алюминиевых преградах.

□, △ — Данные Даффа и Хаустона⁷⁹ и Дила⁷⁵ для сплава «В», приведенные к плотности $\rho_0 = 1,713 \text{ г/см}^3$. Длины зарядов 70 и 200 мм; ×, ○ — данные Дремина и Похила⁸⁰, Эйшельбергера и Овера⁸¹ для ТНТ. Высокие скорости движения тонких преград характеризуют повышенные давления химической зоны.

в работе⁸³ результаты, полученные в⁸², поставлены под сомнение.)

Весьма эффективным методом изучения детонационных процессов является магнито-электрический способ регистрации массовых скоростей, предложенный в 1948 г. Е. К. Завойским.

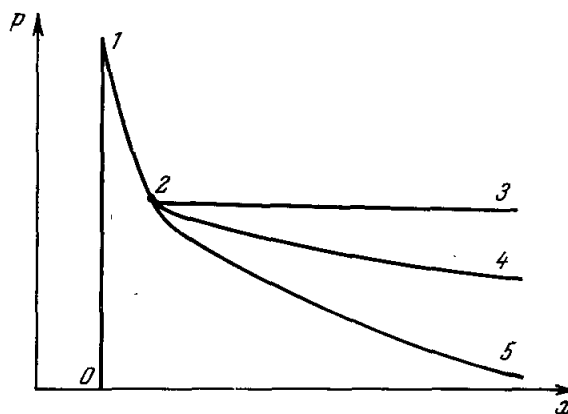


Рис. 14. Профиль детонационной волны.
2—1— Стационарная зона химической реакции; 2—3, 2—4, 2—5— волны разрежения при различных путях детонации.

Для сплавов тротила и гексогена и некоторых других бризантных ВВ стационарный участок кривых затухания безусловно не превышает, как это следует, в частности, из рис. 15, нескольких миллиметров. Дафф и Хаустон принимали его для сплава «В» равным 1 мм, отождествляя состояние Жуге с местом перегиба кривой $W(d)$. В этом случае время существования повышенных давлений равно 0,02 мксек, а протяженность зоны реакции в заряде 0,13 мм.

В своей последней работе⁷⁸ Дремин, в отличие от⁷⁹ и⁸⁰, предполагает значительно бóльшие, в 5—10 раз, размеры реакционных зон.

Эти представления противоречат условию их стационарности. В какой мере это условие является обязательным, должна установить более совершенная и точная теория вопроса, основанная на совместном решении нестационарных задач гидродинамики и уравнений химической кинетики. Она должна учитывать также неоднородность движения при детонации спинового типа, которая по⁸² может иметь место и в конденсированных ВВ. (Вопрос этот является дискуссионным;

Для проведения опытов по этому методу заряд с вложенным в него тонким П-образным алюминиевым датчиком помещается в равномерное магнитное поле (рис. 16).

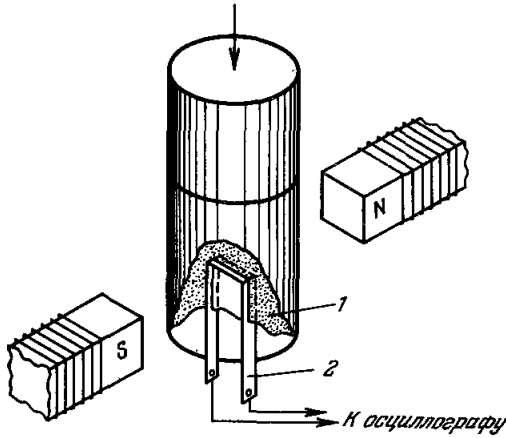


Рис. 16. Схема магнито-электрического метода Завойского измерения скорости продуктов взрыва.

1 — заряд ВВ; 2 — П-образный датчик из алюминия; N, S — полюсы электромагнита.

Скорость продуктов взрыва находится по величине э. д. с., возникающей в датчике в результате пересечения им магнитных силовых линий.

В работах Зайцева, Шведова и Похила⁸⁴, Дремнина и Шведова⁷⁸ магнито-электрическая методика была использована для определения параметров Жуге у тротила, гексогена и их сплавов и некоторых других ВВ. Найденные этим путем данные близки к результатам, полученным на преградах, как по абсолютным значениям, так и по степени воспроизводимости результатов. В работе⁷⁸ тем же методом зафиксировано повышение скоростей в зоне реакции.

Магнито-электрический метод исследования позволяет осуществлять наблюдение за скоростью продуктов взрыва в течение длительных промежутков времени, т. е. находить профиль детонационных волн. Для сплава

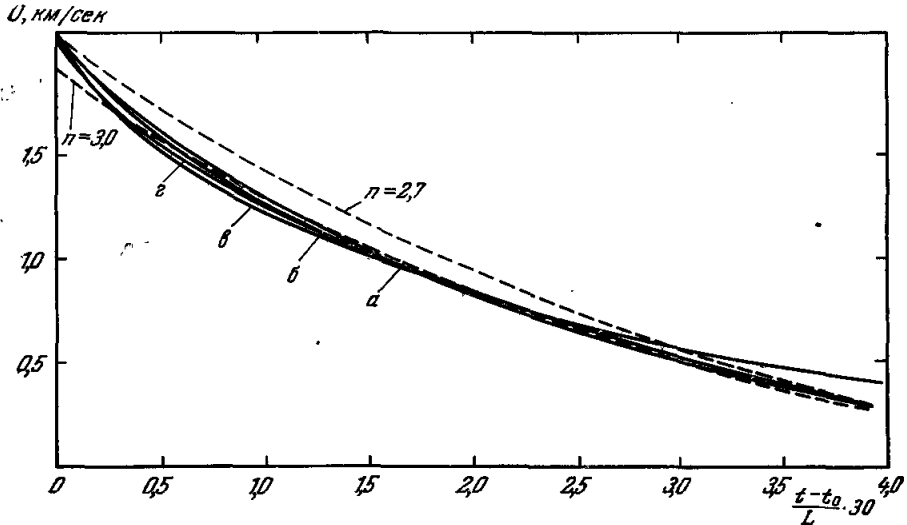


Рис. 17. Форма автомодельной волны расширения продуктов взрыва для сплава ТГ-50/50⁸⁶.

$\frac{t-t_0}{L} \cdot 30$ — безразмерное время. а) Экспериментальная кривая для заряда длиной $L = 5$ мм; б) $L = 15$ мм; в) $L = 60$ мм. Теоретические кривые для уравнений состояния ПВ $P = Av^n$ показаны пунтиром.

ТГ-50/50 кривые распределения скоростей были получены Зубаревым⁸⁶ для зарядов длиной от 60 до 5 мм. После исключения небольшого стационарного интервала $\tau = 0,1$ мксек (этот интервал включает, помимо времени реакции, и аппаратную постоянную) оказалось воз-

можно представить результаты, полученные на разных зарядах в безразмерных координатах, единой зависимостью, описывающей автомодельную волну расширения (рис. 17). Пунктиром на графике показаны профили воли при простейшем законе расширения $P = Av^{-n}$ для $n = 2,70$ и 3 . Фактически по ⁸⁶ показатель изэнтропы является величиной переменной.

Определенный успех достигнут в выяснении природы сил отталкивания, ответственных за появление высоких давлений взрыва. До последнего времени оставалось неясным, в какой мере их происхождение обусловлено тепловым движением молекул нагретых ПВ, и в какой — следствием упругой деформации молекул.

Для решения этого вопроса и построения уравнений состояния ПВ Зубаревым и Телегиным ⁵⁶ были приняты исследования двух компонент продуктов взрыва — двуокиси углерода и азота. Еще ранее в работах иностранных и советских авторов были изучены кривые ударного сжатия и уравнения состояния воды ⁸⁷⁻⁸⁹ и графита ⁹⁰.

Опыты, описанные в ⁵⁶, проводились на твердой углекислоте и жидком азоте и охватывали интервал давлений от 20 до 700 кб. Полученные результаты представлены в координатах давление — плотность на графике рис. 18 вместе с ударной адиабатой воды. Основываясь на кривых ударного сжатия, авторы ⁵⁶ последовательно вывели уравнения состояния отдельных компонент, а затем и уравнение состояния их смеси, образующей продукты взрыва ^{57, 58}.

Для вывода уравнения компонент по экспериментальным данным были подобраны константы потенциала взаимодействия молекул. Тепловые свойства описывались теорией «свободного объема». Их относительные количества в продуктах взрыва находились из условий химического равновесия.

Достигнутая в ⁵⁸ точность теории демонстрируется сопоставлением расчетных и экспериментальных скоростей детонации (рис. 19).

Как следует из графиков и табл. I, различие теории и эксперимента не превышает 3%. Большие расхождения возможны при вычислении давлений. Состояние Жуге (рис. 12) является местом касания прямой $P = (v_0 - v) D^2 / v_0^2$ и адиабаты продуктов взрыва. Положение точки касания сильно зависит от небольших изменений в конфигурации адиабаты и, следовательно, от малых неточностей в уравнении состояния продуктов взрыва.

Вычисления, выполненные в ⁵⁸, позволили определить соотношение между тепловыми и «холодными» давлениями. Общее давление детонационных волн примерно на 35—45% тепловое и на 65—55% является результатом упругого противодействия молекул ПВ сжатию.

Большое значение для построения и проверки уравнений состояний ПВ могло бы иметь определение температур детонации. В этой области

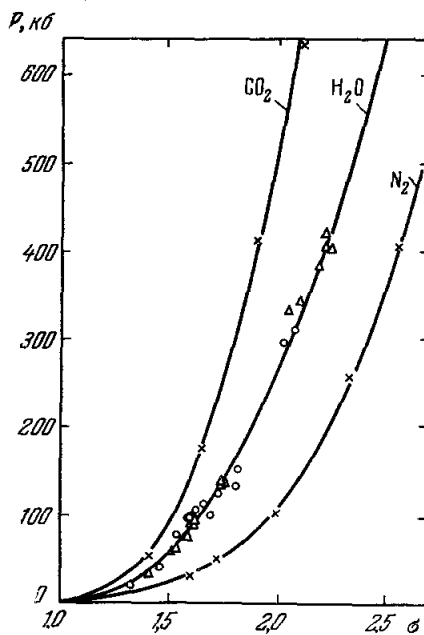


Рис. 18. Динамические адиабаты углекислоты ⁵⁶, азота ⁵⁶ и воды ^{87, 89}. Экспериментальные точки: Δ — по 87; \circ — по 89.

имеется пока очень ограниченное количество работ^{23,26} с несогласующимися результатами.

Более прямыми являются измерения Воскобойникова²⁶ на прозрачных и полупрозрачных веществах. Однако и в этих условиях интерпретация экспериментальных

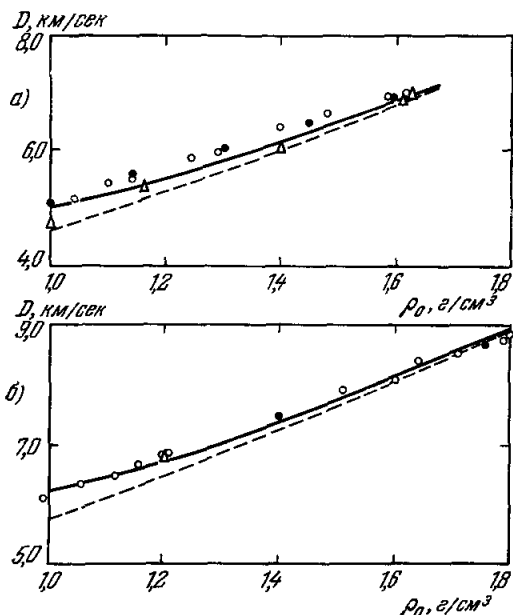


Рис. 19. Экспериментальные и расчетные зависимости для а) тротила и б) гексогена (по 58).

— — Постоянный состав продуктов взрыва, отвечающий минимальному объему, — переменный состав ПВ, рассчитанный из условий химического равновесия.

до давлений 500 кб, появились в 1955 г. В 1957 г. были опубликованы обширные исследования Уолша и др.⁹² по ударному сжатию 27 металлов и их уравнениям состояния для того же диапазона давлений.

В следующем году в^{36,38} были изложены результаты опытов Альшшулера, Крупникова, Леденева, Бражник и Жучихина, расширившие у восьми металлов экспериментально обследованную область давлений в 10 раз, т. е. до 5 Мб.

В своих основных чертах эти работы были выполнены в 1948—1950 гг. В продолжение последующих лет Крупниковым, Бакановой, Труниным и Альшшулером диапазон давлений был еще более расширен — до 9—10 Мб^{42,43}, а полученные результаты проверены и уточнены³⁹.

В 1960—1962 гг. потолок давлений был поднят и в работах зарубежных ученых — Мак-Квином и Маршем⁴⁰ (США) до 1,6—1,8 Мб и Моррисом и Скидмором⁴¹, до 6,5 Мб (Англия). Наибольшие степени сжатия металлов, в 2,7—3,4 раза, получены Бакановой, Труниным и Дудолодовым³³ при исследовании щелочных металлов. Высокие давления во всех случаях создавались при торможении об исследуемые образцы ударников, разогнанных продуктами взрыва до очень больших скоростей, 5—14 км/сек. Общее состояние экспериментальных исследований ударной сжимаемости металлов иллюстрируется диаграммой давление — плотность (рис. 20). На диаграмме изображены 23 ударные адиабаты. Адиабаты девяти металлов, известные до давлений 0,5 Мб, так же как и

претация экспериментальных данных затруднена из-за сложной структуры фронта детонации и неравномерного распределения температур по его толщине.

Обширный комплекс исследований посвящен возникновению и развитию детонационных волн под действием ударных импульсов различной интенсивности. Достаточно полный обзор этих работ дан в²¹, в материалах парижской конференции⁹⁸. 1961 г., посвященной вопросам детонации и в⁹¹.

§ 4. УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ И НУЛЕВЫЕ ИЗОТЕРМЫ МЕТАЛЛОВ

Наиболее широкое применение динамические методы нашли при изучении металлов. Первые публикации Горансона и др.⁴⁴, Уолша и Кристиана⁴⁷, Мэллори⁴⁵, посвященные ударному сжатию алюминия, меди, свинца, железа и кадмия

адиабата кобальта, по ⁴⁰ сливающаяся с адиабатой меди, на рисунке не показаны. На уровне 500 кб преобладают результаты Уолша и др. ⁹², при давлениях, превышающих 2 Мб, — данные, полученные советскими исследователями в работах ^{36, 38, 39, 42, 43, 54, 93}.

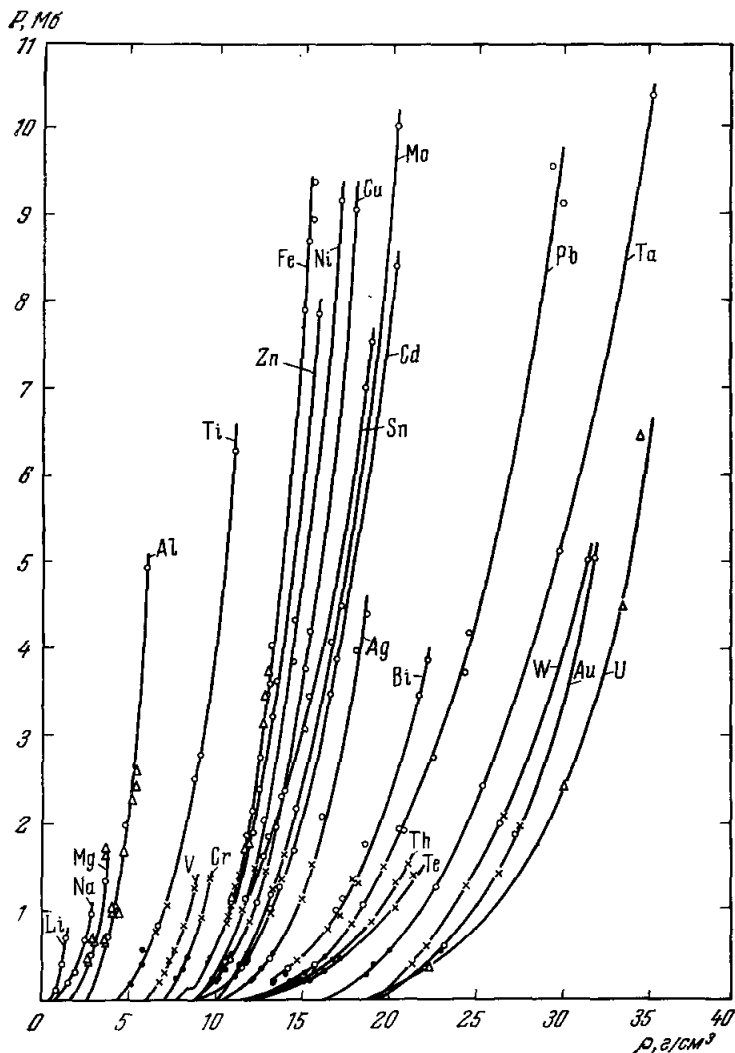


Рис. 20. Ударные адиабаты 23 металлов.

● — Данные Уолша и др. ⁹² (США); × — Мак-Квина и Марша (США) ⁴⁰; ○ — советских исследователей ^{36, 39, 38, 42, 43, 93, 54}; △ — экспериментальные точки Сквидмора и Морриса ⁴¹ (Англия).

Различная сжимаемость металлов с большей наглядностью выявляется на диаграмме давление — относительная плотность (рис. 21).

Наиболее сжимаемы щелочные и щелочноземельные металлы, а из элементов с ббльшим атомным номером — свинец, олово, висмут. Наибольшей жесткостью обладают переходные металлы с сильной ковалентной связью d-электронов — вольфрам, тантал, молибден. Аналогично ведут себя медь и золото. Промежуточное положение занимают цинк и кадмий.

Обращает внимание хорошее совпадение результатов, полученных независимо в Советском Союзе, США и Англии при изучении железа.

В качестве примера в табл. II более подробно приведены данные, полученные в ⁴² на образцах из меди и кадмия, при различных скоростях W_y железного ударника.

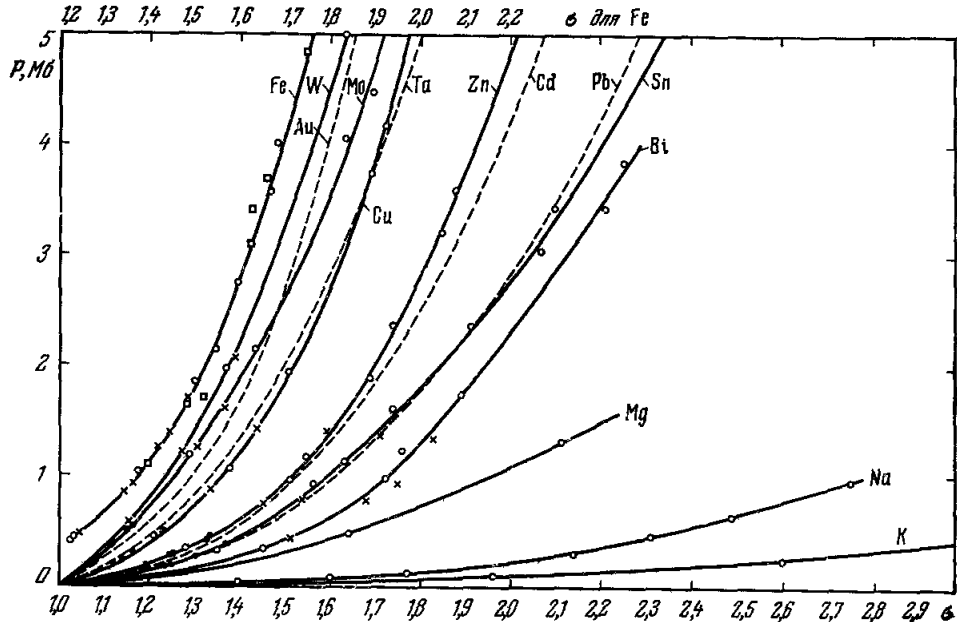


Рис. 21. Кривые ударного сжатия 13 металлов в функции их относительной плотности $\sigma = \rho/\rho_0 = v_0/v$.
 x — Данные Мак-Квина и Марша 40; o — экспериментальные точки, полученные в Советском Союзе 36, 38, 39, 42, 43, 49; □ — данные Сквидмора и Морриса 41.

Плотность образцов под действием высоких давлений увеличилась более чем в два раза.

Возрастание волновых скоростей количественно характеризует резкое увеличение среднего модуля ударного сжатия $\rho_0 D^2 = P v_0 / (v_0 - v)$.

Таблица II

Параметры ударного сжатия меди и кадмия сильными ударными волнами

$W_y, \frac{км}{сек}$	Медь					Кадмий				
	$D, \frac{км}{сек}$	$U, \frac{км}{сек}$	σ	$P, Мб$	$E \cdot 10^{-3}, \frac{дж}{г}$	$D, \frac{км}{сек}$	$U, \frac{км}{сек}$	σ	$P, Мб$	$E \cdot 10^{-3}, \frac{дж}{г}$
5,60	8,06	2,71	1,506	1,95	3,67	7,16	2,88	1,604	1,79	4,15
9,10	10,58	4,43	1,720	4,19	9,80	9,55	4,67	1,958	3,85	10,90
14,68	14,20	7,15	2,014	9,07	25,60	12,99	7,49	2,362	8,41	28,08

При наибольших скоростях удара очень велики удельные внутренние энергии исследованных материалов. Для кадмия и меди они в 6—7 раз превышают энергию взрыва тротила. Расширение из этих состояний сопровождается взрывом и атомарным распылением металлов. Еще большие концентрации тепловой энергии были достигнуты при ударном сжатии металлов пониженной плотности, с начальным удельным объемом $v_{00} = m v_0$.

Первые опыты по сжатию пористого железа описаны в ³⁶. Широкое экспериментальное исследование в этом направлении впервые осуществлено Крупниковым, Бражник и Крупниковой ⁹⁴, зарегистрировавшими ударные адиабаты порошкообразного вольфрама с пористостями $m = 1,8; 2,2; 3,0$ и $4,0$ (рис. 22).

Проведенные эксперименты подтвердили парадоксальный вывод теории: приложение ударных давлений в несколько мегабар к мало плотным порошкам не дожимало их даже до нормальной плотности металлического вольфрама. Этому препятствовало тепловое давление атомов

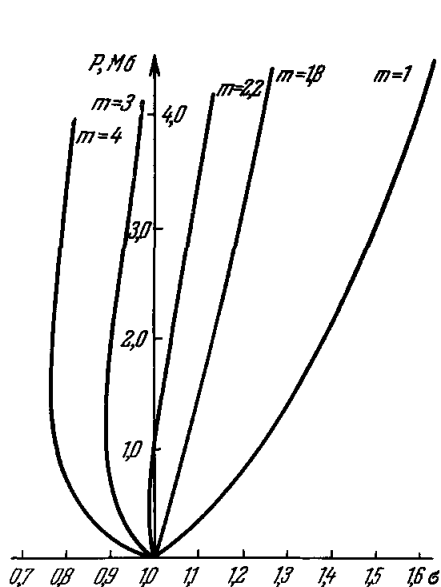


Рис. 22. Экспериментальные ударные адиабаты вольфрама различной пористости по Крупникову ⁹⁴.

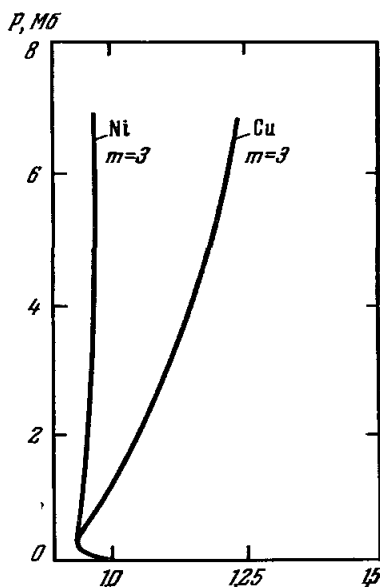


Рис. 23. Ударные адиабаты пористого никеля и пористой меди по Кормеру и Фунтикову ⁵⁴.

и электронов. До давлений 1 Мб конфигурация адиабат вольфрама приближенно соответствует схеме рис. 4 с постоянным значением $h = 2,10$ ($\gamma = 1,82$).

При больших давлений верхние ветви адиабат сильно отклоняются вправо, что свидетельствует об увеличении эффективной величины h (уменьшении γ).

Две главные причины приводят к уменьшению среднего значения γ : увеличение при нагреве относительной роли электронов со значением $\gamma_e < \gamma_p$ и уменьшение с температурой величины γ_p .

Пионерские работы Крупникова были развиты Кормером, Фунтиковым и другими ⁵⁴, осуществившими аналогичные эксперименты в большем диапазоне давлений и на большем числе металлов как переходных (Ni), так и простых (Al, Cu, Pb). Полученные в ⁵⁴ адиабаты меди и никеля с пористостью $m = 3$ изображены на рис. 23.

Используя высокую чувствительность «пористых» адиабат к изменению термодинамических характеристик металлов, Кормеру и его сотрудникам удалось зафиксировать и отличить влияние ангармоничности колебаний атомов от эффекта возбуждения электронов и, как показывает рис. 23, обнаружить различие в поведении простых и переходных металлов. Наибольшие концентрации энергии, достигнутые при сжатии сильно

пористой меди ($m = 4$), составили в ⁵⁴ $60 \cdot 10^3$ дж/г, что в 15 раз превышает энергию взрыва тротила.

Остановимся подробнее на термодинамических характеристиках электронного газа, знание которых необходимо для построения уравнений состояния металлов. В отличие от диэлектриков, у металлов свободные энергетические уровни непосредственно примыкают к поверхности Ферми, ограничивающей в пространстве импульсов занятые электронами энергетические состояния.

При нагревании металла до температуры T количество возбужденных электронов пропорционально числу уровней νkT (ν — плотность уровней, k — постоянная Больцмана), уместяющихся на глубине энергетического интервала kT . Поскольку средняя энергия, приобретаемая каждым из электронов, $\sim kT$, общая тепловая энергия возбужденных электронов $\sim \nu T^2$. Мы запишем ее, как обычно, в форме $E_{т.э} = \beta T^2/2$, заметив, что β — множитель, пропорциональный ν и, следовательно, зависящий от объема. На основании термодинамического равенства

$$P = T \int_0^T \left(\frac{dE}{d\nu} \right)_T \frac{dT}{T^2}, \quad P_{т.э} = \frac{\gamma_э}{\nu} \beta T^2$$

при

$$\gamma_э = \frac{d \ln \nu}{d \ln \nu} = \frac{d \ln \beta}{d \ln \nu}.$$

Коэффициент $\gamma_э$ является электронным аналогом коэффициента Грюнайзена для решетки. В эмпирические уравнения состояния металлов этот параметр был введен Кормером ^{39, 60} и Жарковым ⁶². Для описания тепловых свойств электронного газа Кормером был произведен детальный анализ температурного поведения электронов на основе квантостатистических расчетов Гильвари ^{95, 96} и Латера ⁹⁷.

Этот анализ показал, что до температур порядка 30 000—50 000° теплоемкость электронов, как и в модели свободных электронов, пропорциональна температуре: $C_{у.э} \sim T$, $E_{т.э} \sim T^2$. Что же касается теплового давления, то с большой точностью статистические значения $\gamma_э$ в экспериментальном диапазоне сжатий постоянны и равны 1/2. Для свободного электронного газа $\gamma_э = 2/3$.

Полученное в ³⁹ на основе статистических представлений уравнение состояний (13) приведено в § 2.

Экспериментальные значения молярных теплоемкостей $A\beta$ и коэффициентов $\gamma_э$ для ряда простых и переходных металлов приведены в табл. III. Они получены ^{34, 98, 99} путем измерения теплоемкостей

Таблица III

Коэффициенты электронной теплоемкости и коэффициенты $\gamma_э$ для простых и переходных металлов; $\gamma_э^*$ получены в динамических экспериментах

Металлы	Al	Cu	Pb	Fe	Cr	Ni	W
$A\beta$, дж·моль ⁻¹ град ⁻² ·10 ⁴	14,5	7,4	31	50	16	73	14,5
$\gamma_э$ ^{98, 99}	2,0	0,7	0,8	2,2	-8,0		0,2
$\gamma_э^*$ ^{55, 42}	0,5	0,5	0,8	1,5	2,2	1,0	

и коэффициентов линейного расширения при нормальных плотностях и температурах, близких к 0°K . Как показывает эксперимент, плотности уровней сильно зависят от зонной структуры металлов. Для простых металлов электронные теплоемкости находятся в грубом согласии со значениями, вычисленными для связанных электронов по статистической теории атома Томаса — Ферми.

У переходных металлов с незаполненными d -полосами они, как правило, на порядок больше, чем у простых. В еще большей мере от конкретной структуры энергетических зон и характера их пересечения с поверхностью Ферми зависят коэффициенты γ_3 .

Как следует из табл. III, эти коэффициенты могут принимать самые различные значения, как положительные, так и отрицательные, говорящие о существовании отрицательных электронных компонент теплового давления. Последнее имеет место во всех случаях, когда сжатие приводит к увеличению плотностей уровней у поверхности Ферми, например при приближении ее к границам полос или при сильном сближении ее с нижним краем d -полосы.

Аномалии термодинамических величин могут возникать, по Лифшицу¹⁰⁰, также при образовании новых отщепленных областей поверхности Ферми и при других нарушениях ее топологической структуры.

Приведенные в третьей строке табл. III величины получены, как уже указывалось, при низких температурах. В пространстве импульсов они характеризуют структуру зон в узком слое, примыкающем к поверхности Ферми. Опыты⁵⁴ с пористыми металлами позволили зафиксировать значения коэффициентов γ_3 при высоких температурах, приводящих к расселению электронов по уровням широкого энергетического диапазона. Вместе с данными по железу из работы⁴² и хрому значения γ_3 для Al, Cu, Ni и Pb внесены в нижнюю строку табл. III. Для простых металлов они близки к квантостатистической величине $\gamma_3 = 1/2$. Для переходных металлов высокотемпературные γ_3 примерно в два-три раза больше.

Сжатие и нагрев металлов приближают распределение электронов в атоме к квантостатистическому. Вследствие этого, по крайней мере для простых металлов, статистическая трактовка тепловых свойств электронов, даваемая уравнением (13), является допустимой. Для переходных металлов она, несомненно, чрезмерно упрощена. Использование для них в уравнениях состояния того же типа, что и (13), других значений γ_3 , превышающих $1/2$ ^{62, 54, 42, 43} или зависящих от объема, не решает

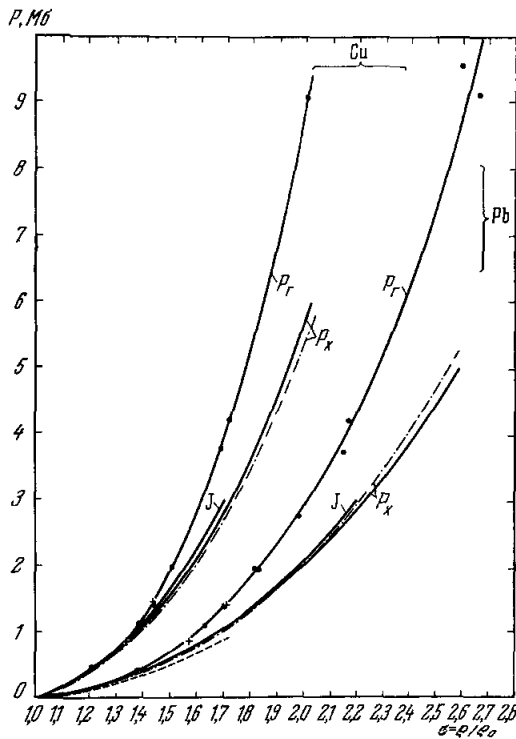


Рис. 24. Ударные адиабаты (P_Γ) и нулевые изотермы (P_x) свинца и меди. $J(\sigma)$ — нулевые изотермы в «звуковом» приближении³⁷ (см. § 5); — адиабаты и нулевые изотермы по⁴²; — — нулевая изотерма свинца по⁴⁰; - · - — нулевые изотермы по⁶⁰.

вопроса, поскольку электронные теплоемкости этих металлов при высоких температурах в настоящее время пока неизвестны.

Используя изложенные в § 2 и в настоящем разделе представления, в Советском Союзе авторами ^{30, 42, 43, 54, 93} были найдены полуэмпирические уравнения состояния

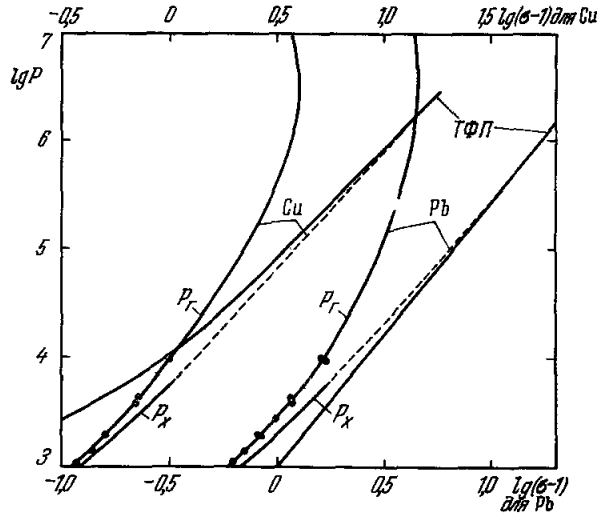


Рис. 25. Экстраполяция ударных адиабат (P_G) и нулевых изотерм ⁴² (P_X) меди и свинца (P в кб). ГФП — расчетные нулевые изотермы по Калиткину³⁰; — — экстраполированные участки нулевых изотерм.

Маршем ⁴⁰. В качестве примера взаимное положение динамических адиабат и нулевых изотерм по ^{42, 40, 60} для меди и свинца приведены на рис. 24.

Основные характеристики процесса ударного сжатия свинца по ⁴² приведены в табл. IV. При 9 Мб, как показано на рис. 24 и в табл. IV, общее давление является тепловым на 44% и общая энергия на 77%. При этом вклад электронов в тепловое давление и в тепловую энергию составляет 48 и 68% соответственно.

Таблица IV

Характеристики ударного сжатия свинца ⁴² ($P_{т.р}$ и $E_{т.р}$ — тепловое давление и тепловая энергия решетки, $P_{т.э}$ и $E_{т.э}$ — тепловое давление и тепловая энергия электронов)

σ	P_G , Мб	P_X , Мб	$P_{т.р}$, Мб	$P_{т.э}$, Мб	$E_G \cdot 10^{-3}$, дж/г	$E_X \cdot 10^{-3}$, дж/г	$E_{т.р} \cdot 10^{-3}$, дж/г	$E_{т.э} \cdot 10^{-3}$, дж/г	$T \cdot 10^{-3}$, °К
1,4	0,46	0,40	0,06	0,00	0,61	0,36	0,22	0,03	2,10 (2,00)
1,6	0,97	0,78	0,17	0,02	1,63	0,80	0,64	0,19	5,70 (8,30)
1,8	1,76	1,32	0,37	0,07	3,48	1,45	1,31	0,72	11,60
2,0	2,84	1,99	0,64	0,21	6,29	2,25	2,18	1,86	19,10
2,2	4,32	2,81	1,00	0,49	10,42	3,21	3,25	3,95	28,50
2,4	6,30	3,84	1,46	1,00	16,25	4,38	4,52	7,35	39,80
2,6	8,88	5,00	2,03	1,85	24,13	5,52	6,02	12,6	53,00

Заметное влияние теплового возбуждения электронов на форму ударной адиабаты проявляется при 4 Мб и на температуру ударного сжа-

и нулевые изотермы алюминия, меди, свинца, кадмия, олова, цинка и трех щелочных металлов и с меньшей точностью железа, никеля, тантала, титана и молибдена.

С несколько других позиций вопрос об уравнении состояния железа рассматривался Жарковым ⁶² и в ³⁶, где обобщенный коэффициент γ был найден по экспериментальным данным.

Для меньшего диапазона давлений 500 кб и 2 Мб упрощенные уравнения состояния Ми — Грюнайзена для большого числа металлов были получены Уолшем, Рейсом и др. ^{92, 28} и Мак-Квином и

тия уже при 1 Мб. Об этом свидетельствует сравнение с результатами Марша и Мак-Квина⁴⁰ (даны в скобках), которые в своем анализе ограничивались только решеточными членами.

На рис. 25 нулевые изотермы $P_x(v)$ и ударные адиабаты меди и свинца проэкстраполированы⁴² к давлениям в сотни и тысячи мегабар. С увеличением давлений расхождение кривых $P_x(v)$ и $P_T(v)$ прогрессивно возрастает. В то время как динамические адиабаты стремятся к конечному значению предельной плотности, увеличение плотности при изотермическом сжатии происходит беспредельно. Знание хода нулевых изотерм многих элементов позволяет проследить за трансформацией кривых атомных объемов.

Зависимость $v(Z)$ для элементов с малыми и средними Z представлена на рис. 26 для четырех различных давлений: $P=0, 100 \text{ кб}, 1 \text{ и } 10 \text{ Мб}$.

При 10 Мб периодичность объемов, отражающих оболочечную структуру атомов, проявляется уже очень слабо. При еще больших давлениях (100 Мб) кривая $v(Z)$ описывается монотонной, почти линейной зависимостью.

§ 5. СКОРОСТЬ ЗВУКА И ИЗЭНТРОПИЧЕСКАЯ УПРУГОСТЬ УДАРНО СЖАТЫХ ТЕЛ

Скорость C распространения малых звуковых возмущений за фронтом ударных волн определяется изэнтропической сжимаемостью вещества и в свою очередь может служить для вычисления наклона изэнтроп

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Q}\right)_S = C^2$$

и модуля изэнтропической упругости $K_S = \rho C^2$ при больших давлениях.

Особый интерес измерения скоростей звука представляют для геофизики в целях более полной интерпретации сейсмических данных. Знание скоростей звука необходимо также для правильной постановки динамических экспериментов в условиях, исключающих влияние волн разгрузки. Вместе с тем наибольшее значение эти исследования, как мы увидим далее, имеют для изучения уравнений состояния как

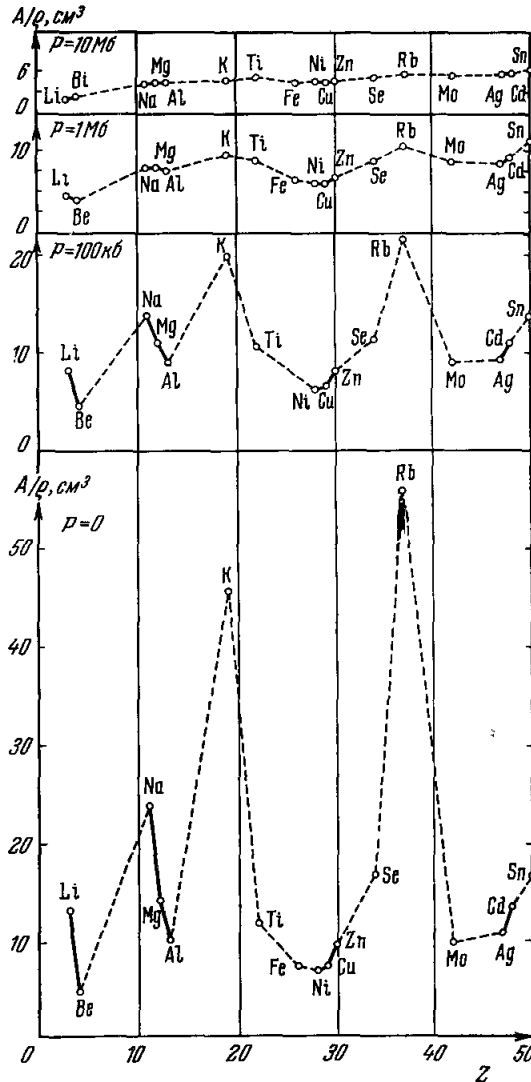


Рис. 26. Кривые атомных объемов для нормальных условий и при давлениях 0, 100 кб, 1 и 10 Мб.

независимый метод экспериментального приближения к нулевым изотермам.

Методы регистрации скоростей звука за фронтом мощных ударных волн разработаны в период с 1948 г. по 1958 г. Альтшулером, Кормером, Фунтиковым, Сперанской, Бражник и Владимировым. Вместе с результатами измерений изэнтропической сжимаемости нескольких металлов они описаны в ³⁷.

Существование волн разгрузки проще всего обнаруживается при прохождении ударной волны по цилиндрическому образцу ступенчатой формы (рис. 27, а). Источником разгрузки служит образующая поверхность цилиндра. К моменту выхода ударной волны на торец образца волны расширения охватывают его периферическую зону шириной

$S = h \operatorname{tg} \alpha$. По легко выводимому соотношению скорость звука

$$C = D \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha + \left(\frac{D-U}{D}\right)^2}$$

Неразгруженный диаметр d' образца, а следовательно, и $S = (d - d')/2$

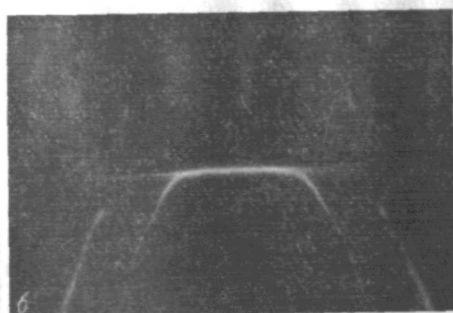
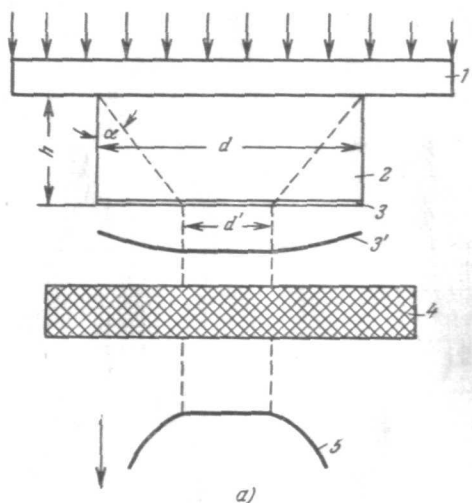


Рис. 27. Определение скорости звука по методу «боковой разгрузки» ³⁷.

а) Схема опыта: 1 — экран; 2 — образец; 3 — тонкий слой легкого вещества, отлетающий от поверхности исследуемого образца; 3' — тот же слой в полете; 4 — преграда из органического стекла; 5 — схема фотохронограммы, регистрирующей разновременность удара слоя по преграде.

б) Репродукция фотохронограммы, снятой на щелевом фотохронографе.

находятся по изменению скорости движения его свободной поверхности — в условиях опыта рис. 27, а — по разновременности удара по прозрачной преграде отлетающего тонкого слоя, предварительно наложенного на образец. Кривая разновременности, зафиксированная на фотохронографе, дана на рис. 27, б.

Этим методом авторами ³⁷ была обнаружена вторая система волн разгрузки, движущихся со скоростями, намного превышающими газодинамические значения скорости звука. В ³⁷ они были интерпретированы в качестве волн, характеризующих упругую стадию расширения сжатого материала. Подробнее этот вопрос рассматривается в § 11.

Более широкое применение получил другой метод, основанный на регистрации затухания ударных волн, создаваемых в мишени ударом тонкой пластинки. Первоначальная схема метода была предложена Заббахиным. Его видоизмененный вариант вместе с результатами измерений изложены в ³⁷. Почти одновременно тот же метод независимо описан Фаулсом ¹⁰¹. Погрешности, связанные с эффектами прочности, рассмотрены в ¹⁰² и ¹⁰³.

На рис. 28 изображена в плоскости путь — время диаграмма движения ударных волн и волн разгрузки при соударении пластинок из одина-

ковых материалов. Диаграмма дана в гидростатическом приближении, т. е. без учета прочностных волн, движущихся с большей скоростью. Центрированная волна разгрузки возникает в виде расходящегося веера характеристик в момент выхода на тыльную поверхность летящей пластины ударной волны торможения.

Передний фронт волны разгрузки перемещается по ударнику и мишени со скоростью, превышающей скорость ударного фронта. Затухание ударной волны начинается в точке догона K .

Зафиксировав в области затухания в произвольной точке m координаты ударной волны t_m и x_m , а также значение массовой скорости U_m , можно найти наклон m -характеристики $\alpha_m = (x_m - x_n)/(t_m - t_n)$ и скорость звука $C_m = \alpha_m - U_m$. Построения и интерпретация опытов остаются принципиально теми же и при соударении разных материалов.

Экспериментальные кривые затухания ударных волн ³⁷ при их движении по мишени изобра-

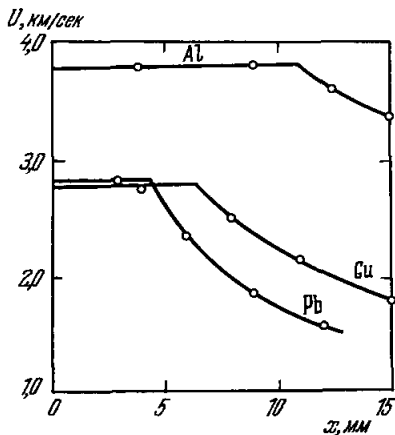


Рис. 29. Кривые затухания ударных волн в мишенях из алюминия, меди и свинца по ³⁷.

Волны созданы ударом тонкого 1,5-мм диска, летевшего со скоростью 5,71 км/сек.

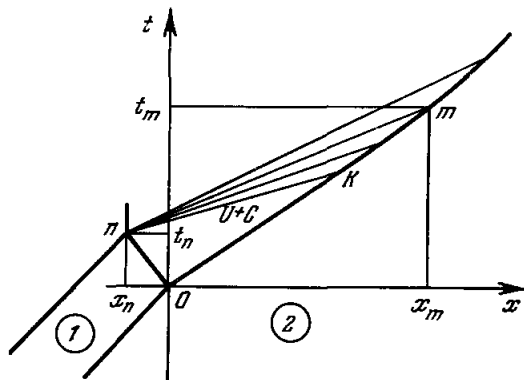


Рис. 28. $x-t$ -диаграмма удара тонкой пластинки (1) по мишени (2).

Ohm — траектория ударной волны в мишени; n — полюс центрированной волны разгрузки; h — начало затухания.

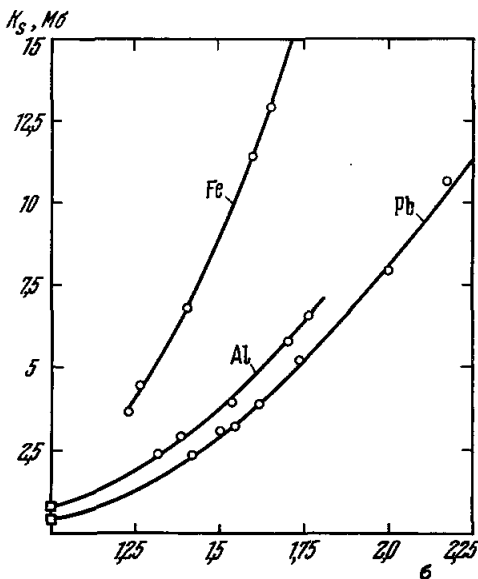


Рис. 30. Зависимость изэнтропического модуля K_s железа, алюминия и свинца от степени ударного сжатия по ³⁷.

жены на рис. 29. Ударником в этих опытах служила 1,5-мм пластинка из железа, имевшая скорость 5,71 км/сек. В ³⁷ были определены скорости звука за фронтом ударных волн меди, свинца, алюминия и железа до

давлений в несколько мегабар. Изэнтропические модули

$$K_S = \rho C^2 = \frac{dP}{d \ln \rho}$$

для трех металлов представлены на рис. 30. При ударном сжатии в 1,70 раза упругость меди возрастет в 7,4 раза, железа — в 8,6 раза, алюминия в 10 раз и свинца в 10,8 раза.

Прохождение ударных волн связано с необратимым нагревом среды и возрастанием ее энтропии. Вследствие этого ударная адиабата всюду, кроме начальной точки, идет круче изэнтроп, пересекая эти кривые под острыми углами (рис. 31).

Верхняя граница возможных положений нулевой изотермы находится путем объединения отрезков изэнтроп в единую кривую:

$$J(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S_{\Gamma}} d\rho = \int_{\rho_0}^{\rho} C_{\Gamma}^2 d\rho. \quad (16)$$

Индекс Γ здесь и далее означает, что изэнтропические производные и скорости звука определены для состояния ударной адиабаты. Поскольку, за редкими исключениями, нагревание при постоянном объеме приводит к увеличению упругости тел,

$$C_{\Gamma}^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S_{\Gamma}} > \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S=0} = \frac{dP_x}{d\rho}$$

и, следовательно, $J(\rho) > P_x(\rho)$.

Взаимное положение кривых P_{Γ} , J и P_x схематически показано на рис. 31.

Функция J позволяет вычислить также нижний предел приращения тепловой энергии

$$\Delta E_{T \min} = \frac{1}{2} P_{\Gamma}(v_0 - v) - \int_v^{v_0} J(v) dv < \Delta E_T. \quad (17)$$

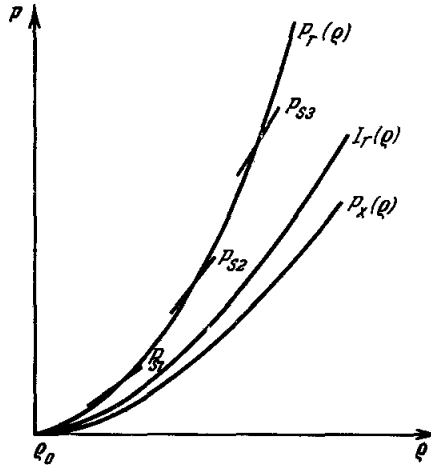


Рис. 31. Взаимное положение ударной адиабаты P_{Γ} , изэнтроп P_S , нулевой изотермы P_x и функции

$$J(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} C_{\Gamma}^2 d\rho.$$

нулевых изотерм функциями (16) уже само по себе является неплохим приближением. С другой стороны, мы можем заключить теперь, что «холодные» давления, найденные методами § 2, не являются завышенными.

С еще большей точностью знание функций $J(v)$ позволяет оценить при использовании неравенства (17) тепловые энергии сжатого тела. По данным ³⁷ ошибка здесь для сильных ударных волн не превышает нескольких процентов. Если известны теплоемкости, с той же точностью будут определены и температуры.

Вопросу об изэнтропической сжимаемости за фронтом сильных ударных волн пока посвящено ограниченное количество исследований. Следует ожидать, что работы в этом направлении получат дальнейшее развитие.

§ 6. СТОЛКНОВЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН

Процессы лобового и косого столкновения падающих ударных волн приводят к образованию двух новых волн отражения, ограничивающих в каждый данный момент времени заключенную между ними область торможения.

Степень возрастания давлений при столкновении зависит от свойств среды и от интенсивности сталкивающихся волн. Для слабых акустических импульсов при лобовом столкновении имеет место удвоение давлений. С увеличением амплитуды ударных волн коэффициент увеличения давлений также возрастает. В процессе столкновения каждая частица вещества сжимается два раза — при прохождении падающей волны до давлений P_1 (рис. 32), а затем при прохождении отраженной до давлений

$$P_2 = P_1 - \frac{D_{12}\Delta U_{12}}{v_1} \quad (18)$$

удельный объем при этом уменьшается до значения

$$v_2 = v_1 \frac{D_{21} - \lambda U_{21}}{D_{21}} \quad (18a)$$

В уравнениях (18) и (18a) индексом 1 обозначены параметры падающих волн, ΔU_{21} — скачок массовых скоростей на фронте отраженной волны, D_{21} — ее относительная скорость. По сравнению с однократным переходом $0-3$ сжатие до того же удельного объема с последовательным прохождением состояний $0-1-2$ сопровождается меньшим увеличением внутренней энергии — на величину незаштрихованной площади S_{0123} . Вследствие этого возникающие при столкновениях состояния располагаются ниже адиабаты однократного сжатия, приближаясь к нулевой изотерме $P_x(v)$. Это обстоятельство объясняет то значение, которое могут иметь опыты по двукратному сжатию для изучения свойств веществ и их уравнений состояния при высоких давлениях.

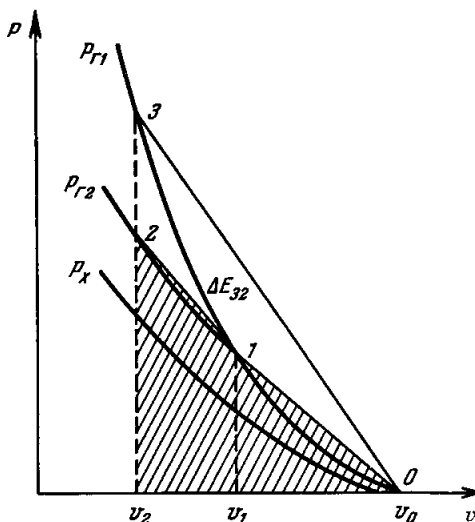


Рис 32. Сравнительная $P-v$ -диаграмма однократного и ступенчатого сжатия.

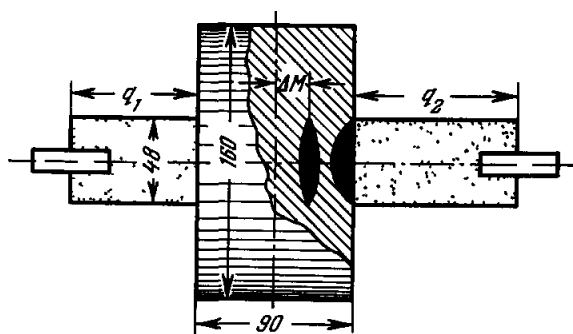


Рис 33. Схема двухстороннего подрыва зарядов различной высоты ¹⁰⁴

вергнутых взрывному воздействию нескольких зарядов. Схема двухстороннего подрыва цилиндрического образца по ¹⁰⁴ ¹⁰⁵ изображена на рис. 33.

Темные зоны травления на шлифах металла выделяют области фазовых превращений под действием давлений в 130 и более килобар (§ 7). Центральная чечевицеобразная область возникает в результате

наложения узких гребней давлений, образующих фронты пересекающихся волн. Поле давлений, вызванное взаимодействием шести ударных волн, демонстрируется на рис. 34, где воспроизведена из ¹⁰⁴ фотография протравленного сечения образца после шестистороннего подрыва. Темные зоны, вытянутые по радиусам, появляются вследствие косого столкновения

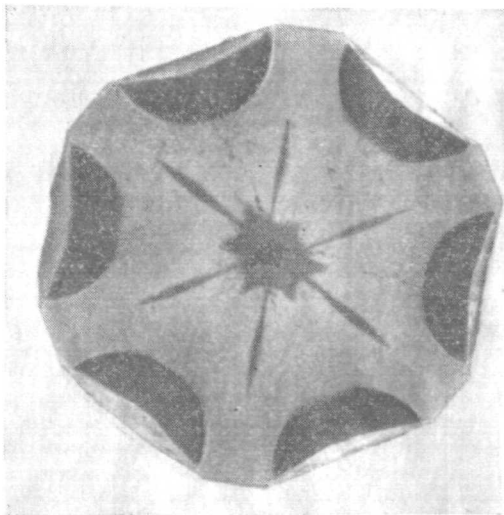


Рис. 34. Макроструктура металла в сечении стального цилиндра при одновременном подрыве шести зарядов ¹⁰⁴.

рис. 35, а фиксирует начальную толщину слоя L_0 , выделенного внутри парафинового блока двумя тонкими свинцовыми фольгами. «Взрывной» снимок рис. 35, б выявляет толщину слоя L_2 после столкновения и положение отраженных волн.

Опыты в этой интерпретации определяют степень сжатия $v_0/v_2 = L_0/L_2$, а при известных параметрах падающих волн (v_1, P_1, U_1) и

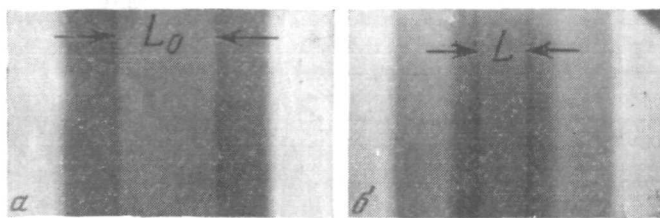


Рис. 35. Сжатие парафина встречными ударными волнами ¹⁰⁶.

а) Предварительная рентгенограмма: L_0 — исходная толщина слоя, выделенного свинцовыми фольгами; б) взрывная рентгенограмма: L — толщина слоя после его сжатия падающими и отраженными волнами.

давление $P_2 = P_1 + U_1^2/(v_1 - v_2)$. В данном случае $v_0/v_2 = 2,05$, $P_2 = 360$ кб. Основные результаты в ¹⁰⁶ достигнуты в условиях косого столкновения ударных волн (рис. 36). Углы падения α задавались условиями опыта, углы отражения β находились по импульсным рентгенограммам. Знание этих величин в виде простых соотношений, приведенных в ¹⁰⁶, определяло скорость D , скачок скоростей ΔU_{12} , а по уравнениям (18)

P_2 и v_2 . Наибольшее возрастание давления в 3,5—4 раза имело место для сильно сжимаемых веществ — парафина, плексигласа и воды. Для них при давлениях 550, 650 и 590 кб достигнуто результирующее увеличение плотностей в 2,2, 2,2 и 2,6 раза. Значительно ближе к режиму столкновения акустических волн результаты, полученные на магнии и алюминии.

Давления за отраженными волнами возрастают здесь только в 1,5 раза при почти одинаковых углах падения и отражения. Описанная методика

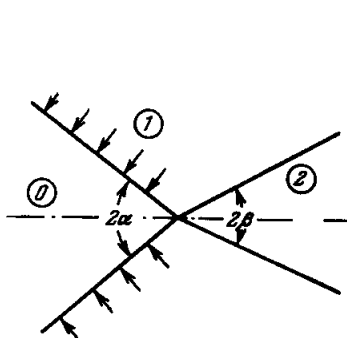


Рис. 36. Косое столкновение ударных волн в регулярном режиме. 0 — область покоя перед фронтом падающих волн, 1 — область однократного сжатия за фронтом падающих волн; 2 — область двукратного сжатия падающими и отраженными волнами.

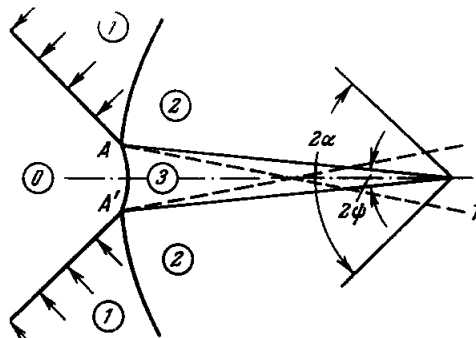


Рис. 37. Схема трехударной конфигурации.

Области 0, 1 и 2 — те же, что и на рис. 36; 3 — область однократного сжатия за фронтом головной волны; AA' — головная волна; AT — линия тангенциального разрыва.

не является универсальной. Ее области применения ограничены легкоатомными элементами и соединениями и не слишком высокими давлениями столкновения, порядка 500—800 кб. Не вполне удовлетворительна также точность регистрации углов отражения и толщин слоев.

Очень интересные картины трехударной конфигурации (рис. 37) возникают при столкновении ударных волн при больших углах падения, превышающих некоторое критическое значение, зависящее от термодинамических свойств вещества.

Теория этого явления, открытого в 1878 г. Э. Махом при изучении воздушных ударных волн, изложена в ³¹. В твердых телах появление головной волны в растворе двух сталкивающихся волн было впервые обнаружено Феоктистовой ¹⁰⁷ и затем подвергнуто систематическому изучению Кормером, Бакановой и автором в ¹⁰⁸. Один из вариантов постановки опытов, реализованный в работах ¹⁰⁷ и ¹⁰⁸, показан на рис. 38, а. Репродукции фотохронограмм, фиксировавших последовательность выхода ударных волн на основании призматического образца, приведены на рис. 38, б и в. Фотохронограммы позволяют определить скорость опережающей головной волны, а следовательно, и давления за ее фронтом (для веществ, ударная адиабата которых известна).

Диаграмма рис. 39 изображает результаты регистрации по ¹⁰⁸ давлений столкновения в алюминии в зависимости от угла столкновения α . Давление в падающей волне составляло 330 кб. Сплошные кривые в левой части графика описывают регулярный, докритический режим. Приведенная здесь экспериментальная точка получена в ¹⁰⁸ рентгенографическим методом. Для регулярных отражений характерны давления, близкие к 1 Мб, т. е. того же порядка, что и при лобовом столкновении. Головная волна, как показывает эксперимент, возникает при угле падения 35°. Она перемещается со скоростью 13 км/сек под действием давлений

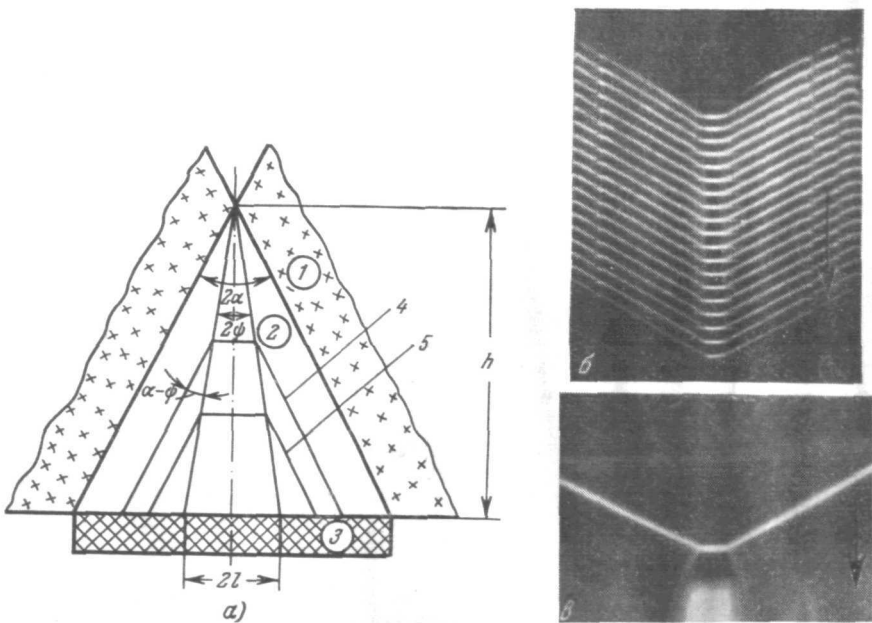


Рис. 38. а) Схема опыта по регистрации трехударной конфигурации: 1 — заряды с плоскими детонационными волнами; 2 — призматический образец с углом 2α при вершине; 3 — пластина из органического стекла; 4, 5 — фронты трехударной конфигурации в различные моменты времени; 2ϕ — угол, под которым распространяется из точки своего зарождения головная волна. б) Растровая фотохронограмма трехударной конфигурации в алюминии по ¹⁰⁷. в) Фотохронограмма трехударной конфигурации в алюминии по ¹⁰⁸. Наклонные линии снимка характеризуют скорость скольжения падающих волн по основанию образца, а перемычка — ширину головной волны

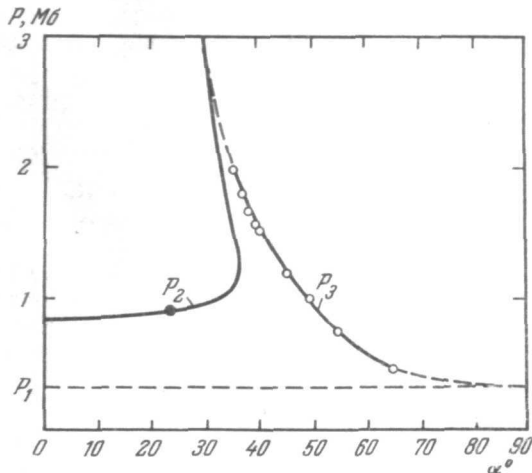


Рис. 39. Давления столкновения ударных волн в алюминии по ¹⁰⁸.

2α — угол, образованный фронтами сталкивающихся волн; $P_1 = 0,33 \text{ Мб}$ — давление падающей волны; P_2 — давление регулярного режима; P_3 — давление при нерегулярном отражении за фронтом головной волны; ● — экспериментальная точка из ¹⁰⁴; ○ — экспериментальные точки из ¹⁰⁸.

2 Мб, в шесть раз превышающих давления падающих волн. При дальнейшем увеличении углов столкновения амплитуды головных волн быстро уменьшаются, стремясь к значению P_1 при скользящем движении ($\alpha = 90^\circ$), когда отраженные ударные волны вырождаются в звуковые. В другой интерпретации опытов при столкновении волн с амплитудой 1,0—1,8 Мб в ¹⁰⁸ были получены давления в алюминии, железе, меди и свинце 4—7 Мб.

По общепринятой теории вопроса ³¹ за фронтом головной волны в области 3 (см. рис. 37) однократного сжатия и за фронтом отраженной волны в области 2 ступенчатого сжатия, давления и тангенциальные составляющие скоростей равны. В то же время степени сжатия и особенно температуры существенно различны.

Предполагаемое элементарной теорией вопроса равенство давлений и тангенциальных составляющих скоростей в областях 2 и 3 делает возможным вычисление параметров двукратного сжатия в области 2 по скорости движения головной волны, т. е. по параметрам области 3.

К сожалению, интерпретация результатов опытов пока не является однозначной, поскольку не является однозначно определенным и газодинамический режим течения за фронтом сталкивающихся волн.

Как показал анализ ^{109, 108}, к водоподобным средам и металлам протейшая схема течений с одним тангенциальным разрывом неприменима, поскольку описывающая ее система уравнений не имеет при решении действительных корней. Некоторые оценки положения второй адиабаты оказались возможными только для алюминия ¹⁰⁸.

§ 7. ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЙ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЖЕЛЕЗЕ

Одной из наиболее интересных задач физики высоких давлений является регистрация, исследование и получение новых кристаллических структур, возникающих в твердых телах при их сжатии. Сокращение межатомных расстояний изменяет структуру энергетического спектра твердых тел, вызывает расширение и перекрытие энергетических зон. Конечным результатом этого процесса у полупроводников и диэлектриков является их металлизация, вызванная закрытием энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. Вновь образующиеся металлические фазы, как правило, обладают большей симметрией и большей плотностью. Переход под действием давлений к новым, более плотным кристаллическим структурам происходит и без радикального изменения природы химической связи. Более плотные фазы могут возникать также в результате изменений в электронных распределениях и без перестройки кристаллической решетки.

Подобные процессы, в частности, имеют место при погружении s-электронов цезия и рубидия на более глубоко расположенные d-уровни. Аналогичных явлений следует ожидать у калия и в группе лантанидов.

В динамических экспериментах новые фазы обнаруживаются, если время превращения существенно меньше длительности воздействия высоких давлений на исследуемые образцы. Если это условие не выполняется, динамическими опытами будут зафиксированы метастабильные фазы низкого давления или смеси равновесных и метастабильных фаз. Эти возможности при интерпретации результатов динамических опытов следует всегда иметь в виду.

Специфические особенности течений при наличии фазовых переходов проявляются как в процессе сжатия, так и при последующем расширении. Эти особенности связаны с наличием у кривых сжатия выпуклых участков

при фазовых превращениях первого рода, стягивающихся в точку излома (рис. 40, а). Ударные волны обычного вида с одной поверхностью разрыва образуются при давлениях $P \leq P_1$ и $P \geq P_3$. Состояния 1 и 3 лежат на общем волновом луче $0-1-3$ и несмотря на различие в давлениях имеют одну скорость распространения

$$D_{013} = v_0 \sqrt{\frac{P}{v_0 - v}}. \quad (19)$$

Для интервала $P_1 < P < P_3$ прямые переходы вида $0-2$ неустойчивы, так как отвечающие им волновые скорости ниже скорости D_{013} продвижения волны меньшей амплитуды. Вызванный неустойчивостью



Рис. 40. а) $P-v$ -диаграмма ударного сжатия при наличии фазовых превращений. $0-1$ — ударная адиабата первой фазы; $1-1'$ — область сосуществования двух фаз; $1'-4$ — адиабата фазы высокого давления; $1-3$ — область существования двух волновых конфигураций. б) Структура ударных волн, сопровождаемых фазовыми превращениями: 1 — область расположения первой фазы; 2 — зона превращения, образованная из смеси двух фаз; 3 — область заверщенного превращения.

фазового превращения, изменяющая кристаллическую структуру среды. Ширина ее фронта, пропорциональная времени превращения, характеризует кинетику процессов, протекающих за десятимиллионные доли секунды. Скорость первой волны постоянна, скорость второй (в лабораторной системе координат),

$$D_2 = U_1 + D_{12} = U_1 + v_1 \sqrt{\frac{P_2 - P_1}{v_1 - v_2}}, \quad (20)$$

зависит от величины приложенных давлений P_2 . Ее верхний предел определяется наклоном луча $0-1-3$, нижний — производной кривой вблизи точки 1. При последовательном прохождении ударных фронтов среда испытывает ступенчатое сжатие в два этапа. Формулами (18) термодинамические параметры конечного состояния связаны со скачком скоростей ΔU_{12} второго ударного перехода и относительной скоростью его распространения D_{12} . Помимо точки 1, кривая ударных переходов испытывает еще два излома — в состояниях $1'$ и 3. Первый из них ограничивает участок $1-1'$ частичного превращения. В этом интервале давлений вторая адиабата совпадает с кривой фазового равновесия. В точке 3 происходит изменение характера сжатия — от ступенчатого к однократному, приводящему к большему возрастанию энтропии. При вступлении ударной волны той или иной амплитуды в образец, претерпевающий фазовые превращения,

первоначально реализуются состояния на метастабильной ветви адиабаты исходной кристаллической фазы, например, $2'$ или $4'$ (см. диаграмму давление — скорость на рис. 41).

Уменьшение объема в процессе превращения приводит к снижению давлений как на фронте волны (точки 1 или $4'$), так и в слоях вещества, полностью перешедших в более плотную модификацию (точки 2 и 4). Релаксация давлений на фронте ударной волны на начальном участке ее движения является одним из наиболее явных признаков идущих фазовых превращений.

Применительно к фазовым превращениям изложенная выше элементарная теория стационарных течений развита Банкрофтом, Петерсоном и Миншеллом¹¹⁰ и затем Даффом и Миншеллом¹¹¹.

Во многих отношениях изложенное в¹¹¹ совпадает с теорией Зельдовича³² движения ударных волн в газах с замедленным возбуждением степеней свободы. Нестационарные процессы качественно рассмотрены Вакерли¹¹², Кормером и др.⁵⁵, Ивановым, Новиковым, Дивновым¹¹³.

Весьма большое число исследований посвящено изучению фазы высокого давления железа, обнаруженной в динамических экспериментах. Как уже указывалось (см. рис. 34), под действием взрывных давлений внутри стальных блоков возникают резко очерченные зоны, отличающиеся от остальной массы металла цветом травления, повышенной твердостью и мелкоигльчатой кристаллической структурой. Эти эффекты, с которыми автор встретился в середине сороковых годов, подробно описаны в обстоятельных монографиях Райнхарта и Пирсона¹¹⁴, Джексона¹⁰⁵, в статье Тарасова, Сперанской и автора¹⁰⁴ и в ряде других работ¹¹⁵. В течение длительного времени появление темных зон неправильно объяснялось^{114,104} динамическим наклепом металла в результате его особенно интенсивного двойникования. В 1955 г. Банкрофт, Петерсон и Миншелл¹¹⁰ при 130 кб обнаружили излом ударной адиабаты железа, свидетельствующий о переходе этого металла в более плотную кристаллическую модификацию.

Профиль двухволновой конфигурации авторы находили путем тщательной регистрации скорости движения свободной поверхности образца, подвергнутого действию взрывных давлений.

Регистрация осуществлялась с помощью большого числа электроконтактов, установленных на пути движения поверхности. Этим способом по амплитуде первой ударной волны было найдено критическое давление фазового перехода, а по последующим скачкам скоростей — ряд точек

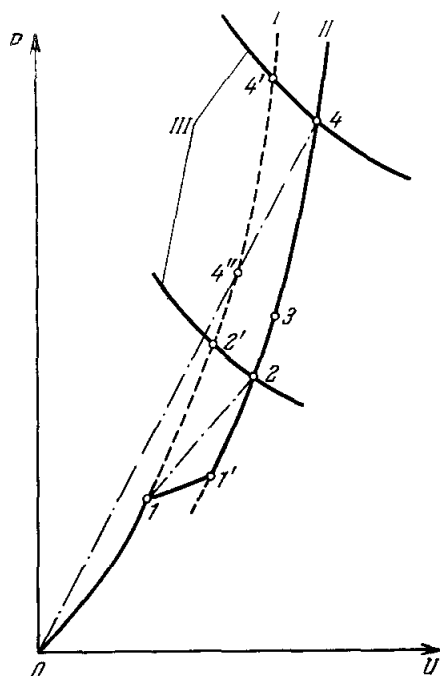


Рис. 41. $P - U$ -диаграмма нестационарных режимов движения ударных волн.

I — Ударная адиабата фазы низкого давления, пунктиром показан ее метастабильный участок; II — адиабата более плотной фазы высокого давления; III — кривые изменения давлений на границе образца, претерпевающего фазовое превращение; $1'$, $2'$ — первоначально возникающие состояния ударного сжатия на адиабате первой фазы; 4 , $4'$, 2 и 1 — состояния, характеризующие стационарный процесс распространения ударных волн с амплитудой P_4 и P_2 (см. рис. 40).

на адиабате второй фазы. Результаты, полученные Банкрофтом и Петерсоном, изображены на рис. 42 сплошной линией. С помощью более совершенной методики непрерывной записи¹¹⁶ скорости движения границы двухволновая структура ударной волны в железе в двухфазной области была зафиксирована Ивановым и Новиковым¹¹³ (рис. 43). Размытие второго ударного фронта характеризует время $0,2 \cdot 10^{-6}$ сек превращения α -железа в новую фазу.

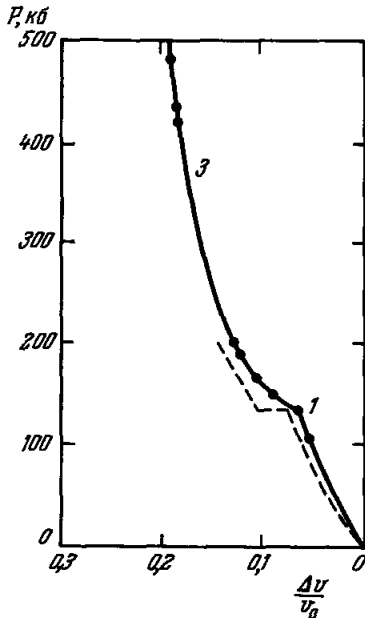


Рис. 42. $P - v$ -диаграмма ударного сжатия железа в области фазового превращения по Банкрофту и др.¹¹⁰.

$P_1 = 130$ кб — критическое давление превращения; $P_2 = 330$ кб — давление восстановления одинарной поверхности разрыва.

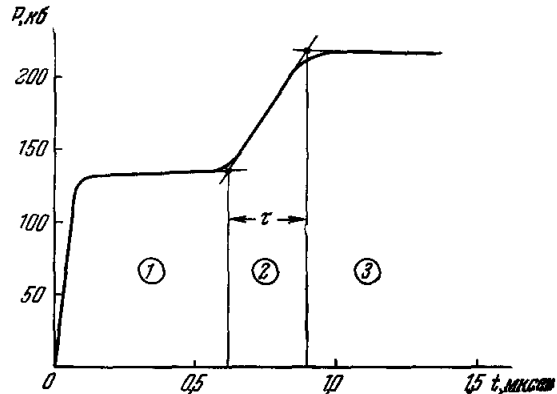


Рис. 43. Двухволновая конфигурация в железе по¹¹³.

Размытие второго волнового фронта $\sim 0,2$ мксек определяет время фазового превращения.

В 1961 г. Балчаном и Дрикамером¹¹ то же превращение было зарегистрировано и в статических условиях, по изменению при 130 кб электрического сопротивления железа. Оно рассматривалось авторами как фазовая трансформация α -структуры железа в гранцентрированную структуру γ -железа.

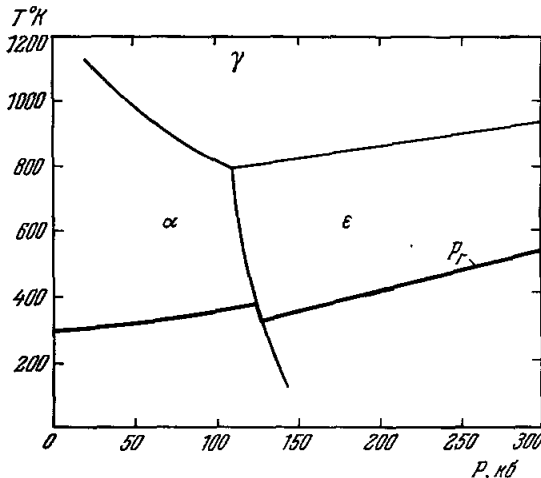


Рис. 44. Фазовая диаграмма железа по¹¹⁷ и¹¹⁴. — Линии фазового равновесия; - - кривая ударных переходов.

С помощью рентгеноструктурных съемок под давлением Джемиссоном и Лоусоном¹¹⁸ и окончательно Такахаша и Бессетом¹⁴ было установлено,

В 1962 г. Джонсон, Штейн и Дэвис¹¹⁷ в динамических опытах с нагретыми образцами нашли зависимость давления превращения от температуры образца. На $P - T$ -диаграмме фазового равновесия (рис. 44) при 110 кб и 780°K ими была обнаружена точка заострения, которую исследователи рассматривали как тройную точку α - и γ -фаз и новой, неизвестной x -фазы железа.

В 1962 г. Джонсон, Штейн и Дэвис¹¹⁷ в динамических опытах с нагретыми образцами нашли зависимость давления превращения от температуры образца. На $P - T$ -диаграмме фазового равновесия (рис. 44) при 110 кб и 780°K ими была обнаружена точка заострения, которую исследователи рассматривали как тройную точку α - и γ -фаз и новой, неизвестной x -фазы железа.

что новая фаза имеет плотно упакованную гексагональную структуру. Полученная в ¹⁴ изотерма сжатия железа показана на рис. 42 пунктирной линией.

Исследование фазовых превращений в железе привело Иванова, Новикова и Тарасова ^{119,120}, Эркмана ¹²¹ и Балчана ¹²² к экспериментальному открытию ударных волн разрежения, возникающих при обратном превращении металла при разгрузке в исходную фазу. В опытах, поставленных в работах ¹¹⁹⁻¹²¹, столкновение скачков расширения приводило к своеобразным явлениям гладких разрывов металла.

Как было показано Драммондом ¹²³ и более детально в ¹²¹ и ¹²⁰, скачки разрежения возникают, если процесс расширения включает выпуклые участки изэнтроп или точки их излома (рис. 45). Попытка построить в этих условиях простые волны, не имеющие скачков, приводит к образованию двух пересекающихся семейств характеристик, т. е. к неоднозначности решений.

Как и для волн сжатия, ударные скачки разрежения устойчивы, если скорость является сверхзвуковой по отношению к начальному состоянию и дозвуковой по отношению к конечному. Это требование выполняется, если

$$-\left. \frac{\partial P}{\partial v} \right|_{v=v_1} < \frac{P_2 - P_1}{v_1 - v_2} < -\left. \frac{\partial P}{\partial v} \right|_{v=v_2} \quad (21)$$

Максимальная амплитуда скачка разрежения определяется точками касания

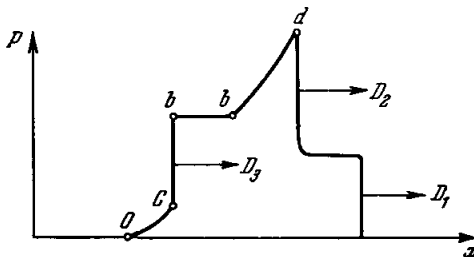


Рис. 46. Форма ударного импульса, содержащего скачки сжатия и разрежения по ¹²⁰. D_1 — ударная волна сжатия первой фазы; D_2 — волна фазового превращения; $d - b$ — предшествующая волна разрежения; $b - c$ — скачок разрежения; $c - O$ — последующая волна разрежения.

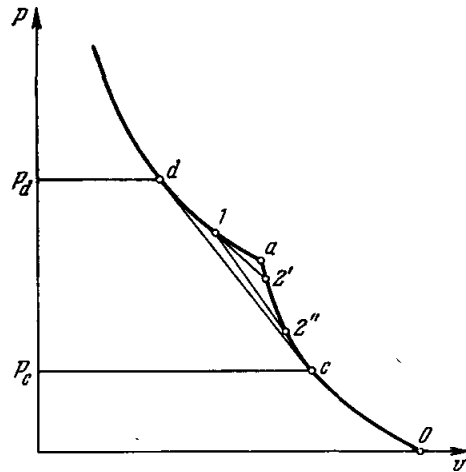


Рис. 45. $P - v$ -диаграмма ударных скачков разрежения по ¹²⁰.

1 — Начальное состояние; $2' - 2''$ — интервал возможных конечных состояний; $P_d - P_0$ — максимальная амплитуда скачка разрежения.

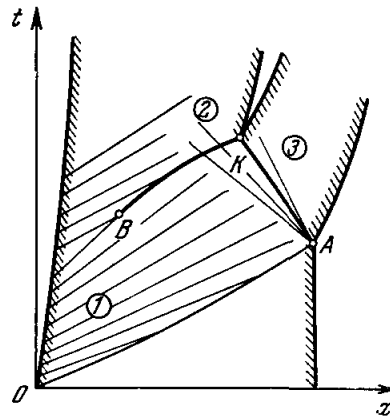


Рис. 47. $x - t$ -диаграмма взаимодействия скачков разрежения.

OA — траектория ударной волны в преграде, AK и BK — траектории скачков разрежения.

c и d . При меньших начальных давлениях, например P_1 , в результате скачка могут быть достигнуты состояния, лежащие в интервале $2'' - 2'$. Прямая $1 - 2'$ касается кривой сжимаемости в точке 1 , прямая $1 - 2''$ в точке $2''$. При расширении до давлений, меньших $P_{2''}$, за скачком

следует простая волна разрежения. Если конечное давление больше P_2 , простая волна предшествует скачку разрежения. То же всегда имеет место при $P_1 > P_d$.

Профиль волны, распространяющейся по стальным образцам, при взрывных нагрузках по ¹²⁰ показан на рис. 46. Он образован из двух ударных волн сжатия, скачка разрежения и двух простых волн разрежения. В условиях опытов, поставленных авторами ¹²⁰, скачки разрежения

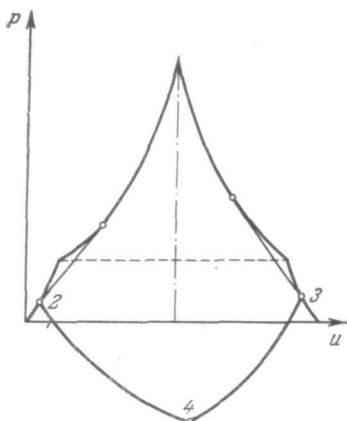


Рис. 48. $P - U$ -диаграмма взаимодействия скачков разрежения.

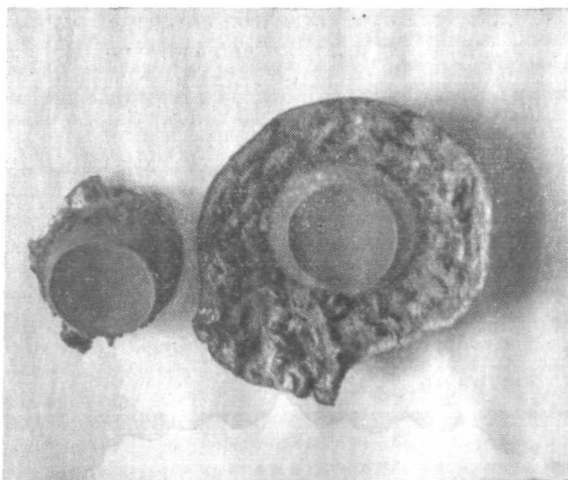


Рис. 49. Внешний вид гладких отколов по ¹¹⁹, возникающих при встрече скачков разрежения.

формировались в волнах разгрузки, идущих со стороны свободной границы образца и с его стороны, обращенной к заряду. Траектории скачков изображены на $x - t$ -диаграмме рис. 47.

В точке пересечения разрывов K происходило взаимодействие состояний 2 и 3 (рис. 48), имеющих существенно разные скорости поступательного движения. Разрыв образца происходит под действием огромных отрицательных давлений P_4 , возникавших в плоскости столкновения. Гладкость разрыва (рис. 49), соответствующая чистовой обработке на токарном станке, свидетельствует о малой ширине фронта разрежения, не превышающей нескольких тысячных долей сантиметра. Время нарастания разрывающих напряжений при этом равнялось нескольким миллиардным долям секунды.

§ 8. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

По общепринятым представлениям, образующие решетку ионных кристаллов ионы электроположительных и электроотрицательных элементов связаны друг с другом кулоновскими силами притяжения. Им противопоставляются короткодействующие силы отталкивания соприкасающихся электронных оболочек. Для крупных, легко поляризуемых ионов существенную роль играют силы Ван-дер-Ваальса.

Наряду с теоретическими вычислениями сил взаимодействия самостоятельный интерес представляет их экспериментальное определение путем регистрации давлений при различных степенях сжатия. Не мень-

шее значение имеет и исследование термодинамики кристаллической решетки ионных кристаллов, поскольку при не слишком высоких температурах изучение ее свойств не осложнено, как у металлов, присутствием свободного электронного газа: его появлению препятствует широкая энергетическая щель, отделяющая зону проводимости от валентной зоны.

Для многих ионных соединений их изотермы, полученные Бриджменом ⁷, известны до давлений 100 кб. Выдающимся достижением самого последнего времени явилась рентгеноструктурная регистрация изотермы CsCl до 500 кб, осуществленная Дрикамером и др. ¹²⁴.

Динамическими методами среди ионных соединений были изучены их наиболее типичные представители — галогениды щелочных металлов. В первых двух работах Павловского, Кулешовой, Симакова и автора ^{63, 53} были получены динамические адиабаты NaCl, LiF, KCl, KBr, NaJ и CsJ до давлений 1 Мб. К этому же диапазону давлений — до 800 кб для NaCl и до 300 кб для KCl и CsJ — относятся результаты Кристиана и Алдера, изложенные в ²⁹.

В существенно большем интервале давлений, в несколько мегабар, ударное сжатие сплошных и пористых образцов LiF, NaCl, KCl, KBr и CsBr было изучено Кормером, Синицыным, Фунтиковым и Урлиным ⁵⁵. Аналогично в ¹²⁵ был исследован и CsJ.

Продвижение с помощью ударных экспериментов в область высоких давлений и сжатий позволило уточнить парный потенциал взаимодействия ионов, представленный в ^{63, 53} в виде суммы кулоновского потенциала притяжения $\sim e^2/r$ и экспоненциального борн-майеровского потенциала отталкивания ⁶⁴

$$\sim e^{-\frac{r}{\lambda}} = e^{-q \frac{r}{r_{0k}}}$$

($q = r_{0k}/\lambda$, r_{0k} — межионное расстояние при $P = 0$, $T = 0^\circ \text{K}$). Входящий в показатель экспоненты параметр λ характеризует степень размазанности электронных оболочек.

Давления (15) и энергия (15а) холодного взаимодействия (§ 2) при двучленном потенциале этого вида содержат лишь один свободный

Таблица V

Параметры q и λ и характеристики ударного сжатия ионных кристаллов при давлении 1 Мб (*) и 4 Мб (**) по ^{53, 55} и ¹²⁵

Вещество	LiF, $r_{0k}=1,996 \text{ \AA}$	NaCl, $r_{0k}=2,794 \text{ \AA}$	KCl, $r_{0k}=3,251 \text{ \AA}$	KBr, $r_{0k}=3,427 \text{ \AA}$	NaJ, $r_{0k}=3,198 \text{ \AA}$	CsJ, $r_{0k}=3,905 \text{ \AA}$
q	7,6	9,2	10,0	10,0	9,7	10,0
$\lambda, \text{ \AA}$	0,263	0,304	0,325	0,343	0,330	0,390
q/q_0^*	1,57	1,91	2,09	2,16	2,05	2,10
$T^*, \text{ \AA}$	0,28	0,78	1,53	1,80	1,46	2,28
$2T^*/\epsilon_0$	0,049	0,22	0,41	0,55	0,54	0,76
q/q_0^{**}	2,12	2,90	3,19	3,31		3,00

параметр q . Другой коэффициент в (15) для ионных кристаллов определен общефизическими постоянными, константой Маделунга и равновесным межъионным расстоянием r_{0h} . Истинные значения q были найдены в ⁶³, ⁵³ сравнением экспериментальных и расчетных адиабат, построенных при различных q по уравнениям (15) и (9) для $P_x(v)$, $E_x(v)$ и $\gamma(v)$. Результаты анализа для шести ионных кристаллов (LiF, NaCl, NaJ, KCl, KBr, CsJ) приведены в верхних строках табл. V. Для CsJ они получены в ¹²⁵ с использованием уточненного потенциала, включающего силы Ван-дер-Ваальса.

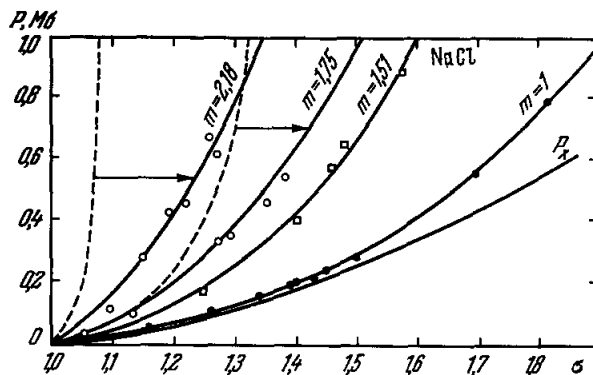


Рис. 50. Ударные адиабаты хлористого натрия различной пористости.

● — Данные Альтшулера, Павловского и Кулеповой ⁶³; ○ — Кормера, Фунтикова и др. ⁵⁶; □ — экспериментальные точки, полученные авторами ¹²⁵; — — — расчетные адиабаты, построенные в гармоническом приближении; — — — адиабаты, рассчитанные по уравнению состояния, предложенному в ⁵³; уменьшение теплоемкости и коэффициента Грюнаизена решетки с температурой описаны теорией «свободного объема».

Параметр $\lambda = r_{0h}/q$ для различных солей не постоянен. Его значение линейно возрастает с величиной межъионного расстояния r_{0h} .

Как показано в табл. V, при 1 Мб наименее сжимаем фтористый литий, затем следует хлористый натрий, занимающий промежуточное положение. Остальные соли обладают большей и примерно одинаковой сжимаемостью. Такая тенденция сохраняется и при приложении более высоких давлений, достигнутых в ⁵⁵, ¹²⁵. При четырех мегабарах плотность LiF увеличивается в 2,12 раза, NaCl в 2,90 раза, у CsBr, KCl, KBr и CsJ в 3,0—3,3 раза.

Очень различны температуры ударного сжатия, подсчитанные в ⁵³, ¹²⁵ (см. табл. V). Для LiF при одном мегабаре они равны в энергетических единицах 0,28 эв, или 5% от полуширины запрещенной зоны, для CsJ 2,28 эв, или 75% от значения $1/2\varepsilon_0$. В случае CsJ число электронов, перебросенных в зону проводимости, уже при этих давлениях по порядку величины сравнивается с числом ионов.

Для иллюстрации изотермической сжимаемости и различий в ходе изотерм и ударных адиабат кривые $P_x(\sigma)$ и $P_T(\sigma)$ NaCl и CsJ приведены на рис. 50 и 51.

Обширный экспериментальный материал, характеризующий термодинамические свойства ионных соединений при наиболее высоких температурах, получен Кормером, Фунтиковым и др. ⁵⁵ путем сжатия пористых образцов NaCl, LiF и CsBr. Аналогичные опыты были проведены и на CsJ ¹²⁵.

На рис. 50 экспериментальные точки пористых адиабат по ⁵⁵ сопоставлены с расчетными динамическими адиабатами (пунктир), построен-

ными в приближении гармонических осцилляторов. С экспериментом они находятся в явном противоречии. Согласие по ⁵⁵ достигается только после учета влияния ангармоничности. В настоящем обзоре адиабаты, проведенные сплошными линиями, рассчитаны по теории «свободного объема» (т. с. о.) по уравнению состояния NaCl из ⁵³.

Применение теории свободного объема позволило представить в ⁵³ термодинамические функции в виде универсальных зависимостей от безразмерных температур и плотностей. Этот простой результат был получен для ионных кристаллов вследствие выпадения в приближении т. с. о. кулоновских сил (кулоновские силы в симметризованном поле сферических ячеек тождественно равны нулю). Как отмечалось в § 2, т. с. о. позволяет при заданном потенциале взаимодействия описать влияние ангармоничности тепловых колебаний и постепенное приобретение с повышением температуры колеблющимися ионами термодинамических характеристик идеального газа. Отклонение вправо экспериментальных динамических адиабат порошков NaCl от их пунктирных положений является наглядным отражением этого процесса. Для солей CsJ и CsBr с большим молекулярным весом, у которых температуры ударного сжатия особенно велики, согласие расчета и эксперимента, как показано на рис. 51 и 52, достигается ^{55,125} только при введении в уравнение состояния электронных членов, описывающих возбуждение электронов и их переход в зону проводимости.

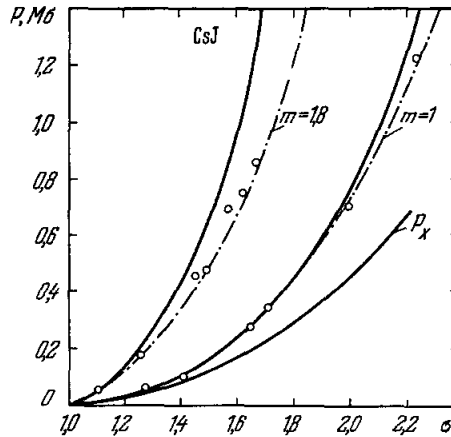


Рис. 51. Нулевая изотерма и динамические адиабаты CsJ ¹²⁵.

— Адиабаты, рассчитанные с учетом ангармоничности по т. с. о.; — · — расчет, дополнительно учитывающий вклад термически возбужденных электронов.

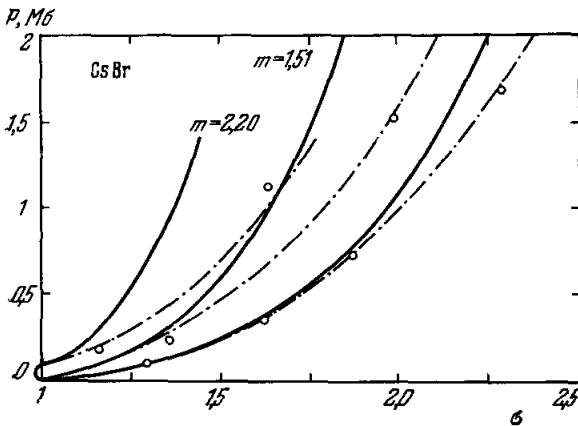


Рис. 52. Динамические адиабаты CsBr по ⁵⁵.

— Адиабаты, рассчитанные с учетом ангармоничности; — · — расчет, дополнительно учитывающий вклад термически возбужденных электронов.

Начальные стадии этого процесса, так же как и явления ионной проводимости, могут быть экспериментально зафиксированы измерением электропроводности за фронтом ударных волн.

Начальные стадии этого процесса, так же как и явления ионной проводимости, могут быть экспериментально зафиксированы измерением электропроводности за фронтом ударных волн.

Резкое увеличение проводимости на много порядков у продуктов взрыва и некоторых других органических соединений при прохождении детонационных и ударных волн было обнаружено

Бришем, Цукерманом и Тарасовым ¹²⁶. Аналогичные явления были зарегистрированы Алдером и Кристианом ¹²⁷ у CsJ, LiH и тефлона. В ¹²⁷ этот эффект первоначально объяснялся металлизацией веществ вследствие закрытия энергетических щелей между валентными зонами и зонами проводимости.

В уже цитированной работе ⁶³ измеренные проводимости в NaCl были сопоставлены с температурами ударного сжатия. Найденная этим способом активационная энергия $\sim 1,2$ эв по своей величине близка к энергии активации, характерной для процессов ионной проводимости. В качестве альтернативы по ²⁹ эту же энергию активации можно рассматривать как характеристику электронных процессов, для которых число носителей $n \sim \exp(-\varepsilon/2kT)$.

Таблица VI

Размеры запрещенных полос ионных кристаллов в нормальном состоянии (ε_0) и за фронтом ударных волн (ε) амплитудой P . Значения ε вычислены в ²⁹ по результатам измерений проводимости

Вещество	$P_{к\delta}$	ε , эв	ε_0 , эв
NaCl	220	2,4	8,4
KJ	160	4,1	
CsJ	190	4,7	6,3
CsBr	270	4,3	7,0
CsCl	270	4,3	7,7

В этой трактовке по тем же экспериментальным данным значение $\varepsilon \sim 2,5$ эв. Для ряда других солей значения ε , полученные Алдером ²⁹, приведены в табл. VI. Все они значительно отличаются от значений ε_0 для нормальных условий.

Сильное сокращение эффективных размеров энергетических щелей может иметь место как за счет расширения полос при сжатии, так и вследствие температурных эффектов, в результате электр-

трон-фононного взаимодействия ²⁹. В целом вопрос о природе проводимости ударно сжатых ионных кристаллов в настоящее время еще далеко не выяснен.

Под действием давлений в ионных кристаллах происходит переход к более плотным упаковкам ионов, к структурам с более высоким значением координационного числа (к. ч.).

Подобные превращения у кристаллов со структурным типом NaCl к. ч., т. е. число ближайших соседей, равно 6) в структурный тип CsCl

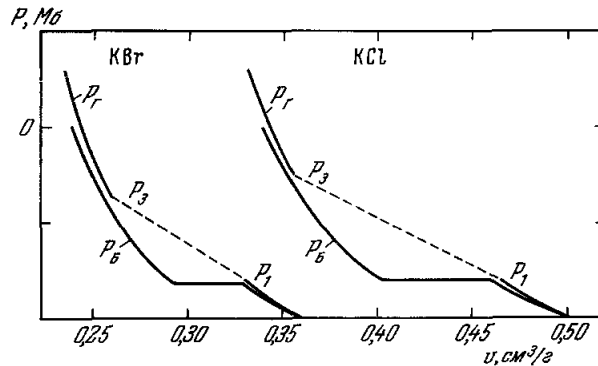


Рис. 53. Статические и динамические диаграммы фазовых переходов в KCl и KBr (по ⁵³).

P_B — изотермы Бриджмена, P_Γ — ударные адиабаты.

с объемноцентрированной решеткой (к. ч. = 8) были обнаружены Бриджменом у галогенидов калия и рубидия. Удельный объем в процессе превращения уменьшался на 14—16%. Результаты статических и динамических экспериментов для KCl и KBr сопоставлены на рис. 53. Как показывают графики, переход к условиям динамического деформирования в этом случае не изменил давлений фазового превращения. Как на изотермах,

так и на ударных адиабатах излом кривых наблюдается при одном и том же давлении 20 кб.

В течение длительного времени дискуссионным являлся вопрос о фазовом превращении у каменной соли, для которой координация 6 при нормальных условиях является заведомо более устойчивой, чем у KCl и KBr. По результатам квантовомеханических расчетов Лёвдина¹²⁸ исходная структура NaCl сохраняет устойчивость до давлений 90 кб. В экспериментах Бриджмена фазовые превращения не были обнаружены вплоть до давлений 100 кб и при ударном сжатии (в работе⁶³) до давлений 800 кб.

Впервые образование объемно-центрированной кристаллической структуры у NaCl было выявлено Евдокимовой и Верецагиным^{129, 130} с помощью рентгеноструктурных съемок под давлением. В результате многочасовой выдержки при 20 кб до 5% вещества превращалось в новую фазу со структурой CsCl.

В отличие от⁶³, в исследованиях Алдера²⁹ при давлениях выше 300 кб было отмечено смещение кривой сжатия (пунктир на рис. 54) в сторону более плотной фазы. Расхождение с⁶³, возможно, связано с изменением масштабов опытов: образцы больших размеров позволяют регистрировать более поздние стадии процесса превращения. Для проверки этого предположения авторами⁶³ были поставлены специальные эксперименты по регистрации параметров ударной волны в NaCl по мере ее продвижения по образцу. В опытах измерялись скорости полета тонких и легких пластинок из полиэтилена ($\rho_0 = 0,9 \text{ г/см}^3$), прикрепленных к соляным образцам разной толщины. Своей скоростью пластинки фикси-

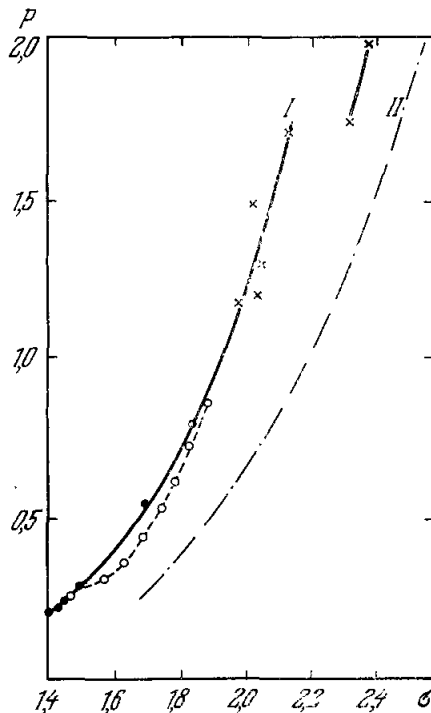


Рис. 54. Ударные адиабаты хлористого натрия по^{63, 29} и⁵⁵.

I и II — расчетные адиабаты фаз низкого и высокого давления; ● — экспериментальные данные из⁶³; ○ — Алдера²⁹; × — из⁵⁵.

ровали минимальные давления передней границы фронта. Верхняя кривая рис. 55 построена по результатам контрольных опытов на алюминиевых образцах. Кривая (111) характеризует небольшое затухание ударной волны с амплитудой 400 кб в монокристаллах NaCl при ее движении в направлении диагональной оси. Интенсивнее всего релаксация давлений, а следовательно, и реакция фазового превращения происходит при ударном сжатии в направлении ребра куба (кривая (001)). В целом проведенные опыты подтвердили наличие самых начальных стадий процесса превращения, но не привели к количественному согласию с²⁹. Прямо противоположным по сравнению с²⁹ оказался и эффект влияния кристаллографической ориентации.

Очень интересны результаты, полученные Кормером, Синицыным, Фунтиковым и др.⁵⁵, зафиксировавшими при давлениях $\sim 1,5 \text{ Мб}$ состояния различной плотности в жидкой фазе NaCl (верхняя область на рис. 55). Плавление кристаллических тел не означает, как известно,

перехода к хаотическому распределению атомов или ионов, а только к потере дальнего порядка в их расположении. Если у двух конкурирующих координаций разность их потенциальных энергий много

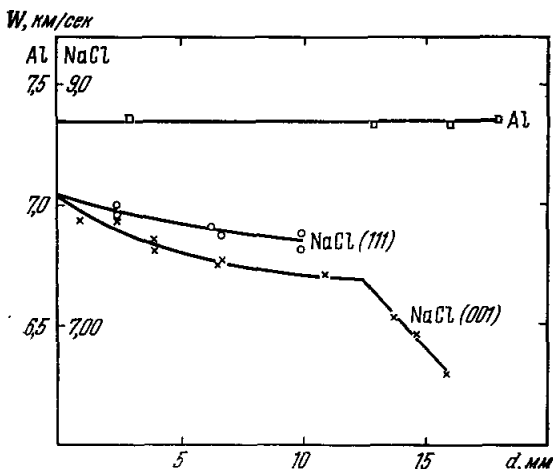


Рис. 55. Релаксация давлений на фронте ударных волн в образцах каменной соли.

W — скорость пластинки из полиэтилена, характеризующая давление на передней границе ударного фронта; d — толщина образцов; \square — результаты контрольных опытов на алюминиевых образцах; \circ — данные, полученные при движении ударной волны в направлении диагонали куба; \times — в направлении ребра куба.

определяются шириной энергетической щели, отделяющей заполненную валентную зону от зоны проводимости.

В свою очередь размер щели зависит от относительной электроотрицательности элементов, образующих соединения.

Наибольшая величина щели, 5—11 эв, у галогенидов щелочных металлов. В экспериментально доступной области ударных давлений для них речь может идти только о «температурной металлизации» за счет перехода в результате термического возбуждения большого числа электронов в зону проводимости.

Само же по себе сжатие этих кристаллов недостаточно для закрытия щели и по теоретическим расчетам, выполненным в ¹³¹ для CsJ, не приводит даже к ее сокращению. Для гидрида лития по ¹³² металлическое состояние возникает при 24 Мб.

Большой интерес представляет вопрос о переходе в металлическую фазу молекулярных кристаллов и в первую очередь водорода. По Абриковскому ¹³³, металлический водород устойчив при 2 Мб. Из-за низкой начальной плотности водорода эти давления не могут быть созданы с помощью ударных волн.

Более удобны для исследований молекулярные структуры галогенидов. В частности, у иода по Алдеру и Кристиану ^{134, 29} разрушение направленных валентных связей и образование атомной металлической структуры происходят при давлениях 700 кб.

Теоретически переход в металлическое состояние предсказан Гандельманом ¹³⁵ у аргона в результате перехода его p -электронов на нижние уровни d -полосы. Но, как показали исследования Алдера и др. ⁵⁹, динамическая адиабата аргона до 500 кб не имеет никаких особенностей.

Большое количество превращений, сопровождаемых появлением металлической проводимости, обнаружено в статических экспериментах

меньше kT , жидкость в равновесном состоянии состоит из конфигураций обоих типов, и притом представленных примерно равными числами.

Менее плотные состояния жидкого NaCl отвечают по ⁵⁵ исходной неравновесной структуре «решеточной» жидкости с одинаковой по всему объему координацией с к. ч. = 6, более плотные — равновесному состоянию из смеси двух координаций с числами соседей 6 и 8.

§ 9. ПЕРЕХОДЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ

Давления, при которых происходит переход изоляторов и полупроводников в металлическое состояние,

у элементов III—V группы и их соединений, т. е. веществ, у которых ширина запрещенной энергетической зоны составляет 0,8—2,0 эв¹³⁶.

Наиболее известным примером приобретения под давлением металлических свойств является преобразование красного фосфора в черную модификацию. В статических условиях переход происходит при 70 кб, в динамических²⁹ при несколько меньших давлениях, 25—35 кб. Причины этого снижения давлений заключаются, по²⁹, в наличии сдвиговой деформации (см. § 11).

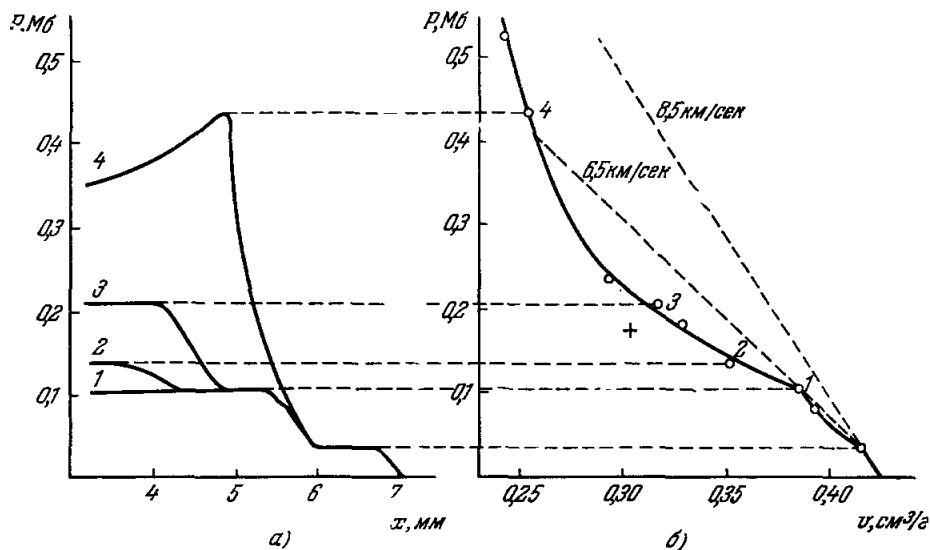


Рис. 56. а) Многоволновые конфигурации, возникающие при прохождении по кремниевым образцам ударных импульсов различной амплитуды; б) кривая ударного сжатия кремния.

— — Волновые прямые, отвечающие скоростям волн 8,5 и 6,5 км/сек; 1—4 — состояния, зафиксированные магнито-электрическими измерениями; + экспериментальная точка Джемиссона¹³⁷.

Здесь мы остановимся подробнее на результатах, которые были получены с помощью ударных волн при изучении уравнений состояния кремния и углерода.

В исходном состоянии кремний имеет плотность $2,33 \text{ г/см}^3$, является полупроводником и кристаллизуется с прочной, но не плотной структурой алмаза: как известно, в пространственной решетке алмаза атомы занимают только 34% всего объема ячеек.

Дрикамер и Микомура нашли¹⁰, что при статическом сжатии кремния до давлений 195—200 кб его электропроводность увеличивается в 10^5 — 10^6 раз и достигает электропроводности алюминия. Это обстоятельство, несомненно, свидетельствовало о переходе кремния в металлическое состояние. Ими же было обнаружено, что в условиях сдвиговой деформации тот же процесс происходит и при заметно меньших давлениях, 150—135 Мб.

Как показали рентгеноструктурные исследования Джемиссона¹³⁷, при давлении 160 кб кремний кристаллизуется с тетрагональной структурой серого олова и имеет плотность $3,37 \text{ г/см}^3$. Металлические свойства частично сохраняются и после снятия давления. По Касперу и Венторфу¹³⁸, возникающая при разгрузке кристаллическая модификация обладает кубической симметрией и плотностью $2,55 \text{ г/см}^3$.

Павловский и автор изучали систему кремния до ударных давлений 2 Мб, повышающих его плотность до $4,5 \text{ г/см}^3$. Для регистрации

нижнего участка кривой ударного сжатия были поставлены опыты по магнито-электрической методике, описанной в § 3. Этим путем осуществлялась непрерывная запись скорости границы кремнивого образца с парафиновым блоком. Серия осциллограмм, воспроизведенная на рис. 56, демонстрирует форму многоволновых конфигураций, возникающих при

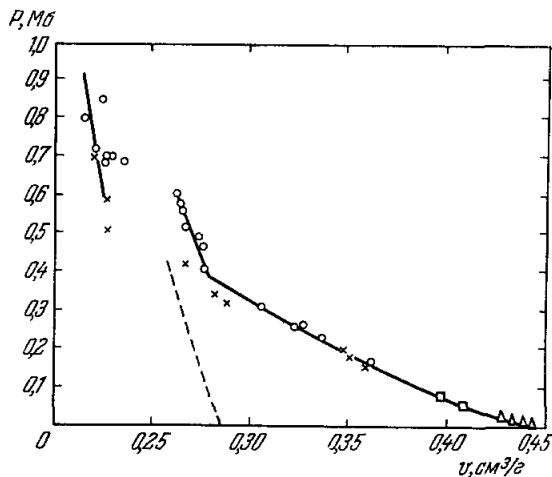


Рис. 57. $P-v$ -диаграмма сжатия ударными волнами графита по Алдеру и Кристиану¹³⁹.
 ○ — Начальная плотность образцов $\rho_{00} = 2,14 \text{ г/см}^3$;
 × — начальная плотность $\rho_{00} = 1,7 \text{ г/см}^3$; — — кривая сжатия алмаза.

новесные состояния смеси двух фаз, выше 400 кб — алмазная фаза. По мнению авторов исследования¹³⁹, верхние точки диаграммы относятся к металлическому состоянию углерода.

Замечательно, что процесс образования алмаза, требующий в статических условиях многочасовой выдержки под действием высоких давлений, завершается за доли микросекунды, т. е. за промежутки времени

прохождении по кремниевой пластинке ударных импульсов различной амплитуды. Репродуцированная по этим записям кривая ударных переходов рис. 56, б имеет два четких излома. Первый излом вызван переходом кремния из упругого состояния в пластическое. С возникновением проводимости и началом появления новой фазы связан второй излом при 100 кб.

Другой элемент IV группы, углерод, детально исследовался Алдером и Кристианом¹³⁹ (рис. 57).

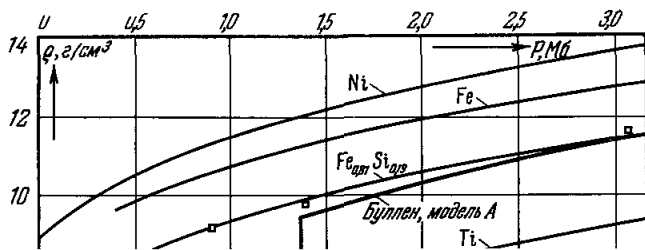
Нижний участок диаграммы до давлений 100 кб характеризует сжатие графита. В интервале от 100 до 400 кб реализуются нерав-

для нижней мантии должно иметь место у ферро-магнезиальных силикатов с весовым содержанием железа $\sim 15-20\%$.

По вопросу о составе ядра Земли наибольшее число приверженцев имеет теория о железо-никелевом ядре. Ей противостоят взгляды Лодочникова¹⁴⁹ и Рамсея¹⁵⁰ об однородном химическом составе Земли и ядре из металлизированных силикатов.

В основе этой гипотезы лежат представления о фазовом превращении наиболее плотных кристаллических форм ферро-магнезиальных силикатов нижней мантии в еще более плотные металлические состояния жидкого ядра.

Несмотря на то, что с кристаллохимической точки зрения получение на базе силикатов подобных металлических состояний является очень



Некоторые из приведенных здесь выводов были ранее сделаны в ¹⁴⁷, а относительно состава ядра также в работе Кнопофа и Макдональда ¹⁵³. Последние основывали свои заключения на полученных в Советском Союзе экспериментальных данных по ударному сжатию железа и других металлов ^{36, 38}.

§ 11. ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ

Наиболее универсальным примером перестройки кристаллической решетки под действием ударных волн является переход вещества из упругого состояния в пластическое. Этот переход имеет все характерные особенности фазовых превращений в ударных волнах. Его изучение позволяет найти динамические пределы текучести металлов при предельно больших скоростях деформации.

При макроскопическом рассмотрении деформация среды за фронтом ударных волн является одномерной. В пределах упругости тот же характер одностороннего сжатия носит и деформация атомной пространственной решетки, в сильно утрированном виде изображенная по ¹⁵⁴ на рис. 60, а.

При больших степенях сжатия термодинамически наиболее выгодной является симметричная деформация элементарных ячеек под воздействием гидростатического напряженного состояния. Переход в подобное состояние связан с перестройкой кристаллической решетки и вынужденной миграцией атомов из слоя в слой.

Возможная структура переходной зоны ¹⁵⁴, образующей фронт волны, схематически изображена на рис. 60, б. Ее действительная ширина в настоящее время неизвестна. Не изучены и кристаллографические аспекты этого своеобразного процесса холодной перекристаллизации — размеры вновь образующихся кристаллических блоков и их ориентации по отношению к «материнским» кристаллам.

Перестройка кристаллической решетки способствует, как это было отмечено Алдером (см. ²⁹), превращению метастабильных кристаллических форм в устойчивые модификации. Именно этим обстоятельством объясняется отмеченное в ²⁹ понижение давлений фазовых переходов у фосфора и, возможно, у кремния.

Обращаясь к структуре упруго-пластических волн, воспользуемся P — v -диаграммой рис. 61. Ее можно рассматривать как диаграмму сжатия кристаллических тел, имеющих определенный предел текучести. В упругой стадии на отрезке $0-I$ напряжения P_r , перпендикулярные к фронту волны, пропорциональны модулю

$$E_T = k + \frac{4}{3} G$$

(k — модуль объемного сжатия, G — модуль сдвига).

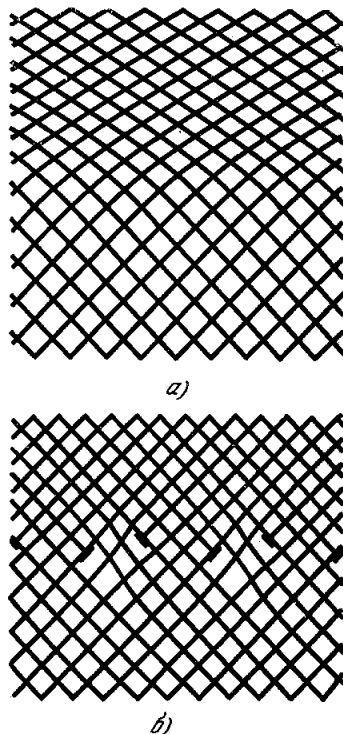


Рис. 60. Граница ударной волны при а) упругом и б) квазигидростатическом сжатии пространственной решетки по ¹⁵⁴.

До тех пор, пока $P < P_r(1)$, скорость ударного фронта близка к величине упругой скорости звука

$$C_y = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}G}{\rho}}$$

Выше предела текучести Гюгонио фронт избыточных давлений при небольшом превышении P_r над $P_r(1)$ распространяется со скоростью

$$C_{II} = \sqrt{k/\rho}$$

Очевидно, что $C_y > C_{II}$. Отношение скорости C_y/C_{II} зависит только от коэффициента Пуассона μ . Для некоторых металлов значения C_y и C_{II} даны в табл. VII.

С увеличением давлений ударного сжатия скорость «пластических» ударных волн возрастает, в то время как скорость опережающих упругих волн, несущих критические давления предела текучести, остается неизменной.

С двухволновой конфигурацией упруго-пластических волн автор впервые встретился в середине сороковых годов при изучении действия взрыва на стальные плиты.

Эксперименты по определению волновых скоростей в стали, осуществленные в этот период и опубликованные в ¹⁰⁴, заключались в одновременном подрыве зарядов q_1 и q_2 различной длины на противоположных сторонах толстых стальных плит (см. рис. 33).

Травление макрошлифа подорванной плиты выявляло две резко

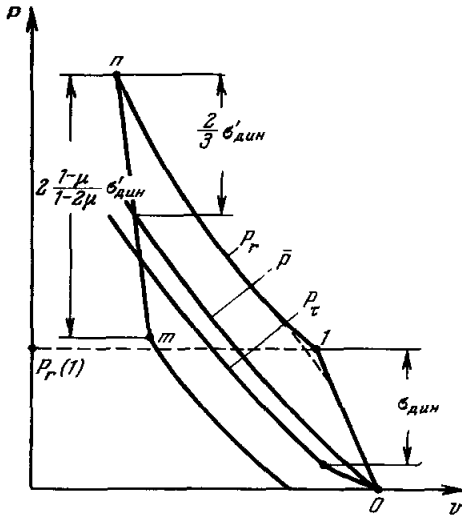


Рис. 61. Кривые сжатия и разгрузки упруго-пластической среды.

$P_r(1)$ — предел текучести Гюгонио; P_r и P_τ — нормальные напряжения сжатия в направлении движения ударной волны и в плоскости ее фронта; \bar{P} — кривая всестороннего сжатия; $n \div m$ — упругая стадия расширения; $\sigma_{дин}$, $\sigma'_{дин}$ — динамические пределы текучести при низких и высоких давлениях.

очерченные области потемнения, примыкающие к зарядам, и узкую чечевицеобразную зону в месте встречи волн.

Таблица VII

Скорости упругих и пластических волн сжатия и расширения

Металлы	Волны сжатия, $P \sim \sigma \text{ дн}$				Волны расширения ³⁷				
	$C_y, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$C_{II}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	v^2	μ_0	$P^*, \text{ кгб}$	$C_y, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$C_{II}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	v^2	μ^*
Алюминий . . .	6,39	5,20	1,51	0,33	215	8,70	7,05	1,52	0,33
Медь	4,80	3,95	1,48	0,34	410	6,33	5,50	1,32	0,38
Железо	6,01	4,63	1,69	0,28	415	7,15	6,15	1,35	0,37
Свинец	2,08	1,91	1,20	0,43					

P^* — давления за фронтом ударных волн,
 μ^* — коэффициент Пуассона, вычисленный по значениям v^2 из соотношения $v^2 = \frac{3(1-\mu)}{1+\mu}$,
 μ_0 — коэффициент Пуассона при нормальных условиях,
 v — отношение C_y/C_{II} .

Скорость

$$D_M = D \frac{2\Delta M}{q_2 - q_1}$$

находилась по скорости детонации D и смещению ΔM места столкновения относительно средней плоскости плиты. Она оказалась равной 4800 м/сек.

Результаты опытов показали ¹⁰⁴, что основные давления взрыва передавались через преграды пластическими волнами и что, следовательно, превышение динамического предела текучести над статическим не так

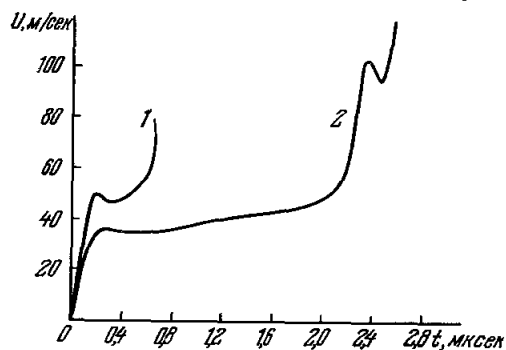


Рис. 62. Уруго-пластические волны в образцах из мягкой стали ¹⁵⁹.
1 — образец длиной 30 мм; 2 — образец длиной 90 мм.

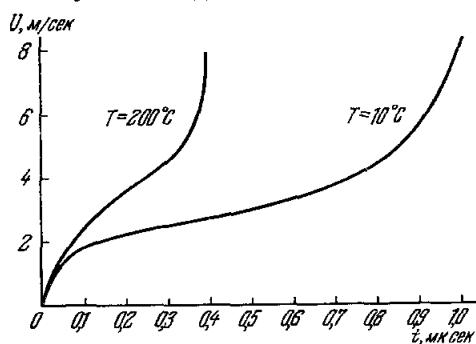


Рис. 63. Уруго-пластические волны в медных образцах при начальной температуре образцов 10 и 200° С.

значительно, как это можно было ожидать для столь больших скоростей деформации.

В научной периодике двухволновая структура уруго-пластических волн впервые описана Паком и Эвансом ¹⁵⁵ (1948 г.) и затем Алленом (1953 г.) ¹⁵⁶, Банкрофтом, Петерсоном и Миншеллом ¹¹⁰, Миншеллом ¹⁵⁷ и Костелло ¹⁵⁸.

С большим экспериментальным мастерством их детальная структура зарегистрирована в работах Иванова, Новикова и Синицына ¹⁵⁹, Фаулза ¹⁶⁰ и др. ^{161, 162} с помощью новых усовершенствованных методов непрерывного наблюдения за движением свободной поверхности преграды при отражении от нее уругих и пластических волн. Результаты, полученные в ¹⁵⁹ на емкостных датчиках, воспроизведены на рис. 62 и 63.

В углеродистой стали фронт уругой волны резко выражен и имеет характерный аналог зуба текучести. У меди, не имеющей определенного предела текучести, опережающая зона сформирована группой волн с большой дисперсией: их скорости являются промежуточными между уругими и пластическими скоростями звука.

Особенности подобных течений, сконструированных из простых волн сжатия и разрывов, детально рассмотрены, помимо ¹⁵⁹, Джексоном ^{105, 163}, Дювалем ¹⁶⁴ и в значительно более ранней работе Баренблатта ¹⁶⁵, посвященной ударной деформации стержней. Главным результатом экспериментальных исследований этого направления является нахождение прочности материалов в условиях сверхбыстрой деформации.

По определению, динамический предел текучести представляет разность главных напряжений $P_r - P_\tau$ при давлениях перехода в пластическое состояние (точка 1 на рис. 61). В условиях одноразмерного ударного сжатия

$$P_\tau(1) = \frac{\mu}{1-\mu} P_r(1)$$

и динамический предел текучести

$$\sigma_{\text{дин}} = \frac{1-2\mu}{1-\mu} P_r(1).$$

Результаты определения $P_r(1)$ и $\sigma_{\text{дин}}$ различными исследователями приведены в табл. VIII. По порядку величины для сталей $\sigma_{\text{дин}} \approx 5-15$ кб, для алюминия $\sim 2-4$ кб. Эти значения заметно превышают статические характеристики, но все еще намного отличаются от теоретической прочности металлов.

Таблица VIII

Амплитуды упругих волн и динамическая прочность металлов

Материал	Статический предел текучести $\sigma_{0,2}$, кб.	$P_r(1)$, кб	$\sigma_{\text{дин}}$, кб	$\frac{\sigma_{\text{дин}}}{\sigma_s}$	Автор
Арко-железо . . .	1,91	6,8	4,0	2,1	Банкрофт ¹¹⁰
Мягкая сталь . . .	2,12	10,7	6,5	2,9	Костелло ¹⁵⁸
Сталь SAE 1020 . . .	2,85	11,4	7,4	2,6	Миншелл ¹⁵⁷
Алюминиевый сплав 2024ТУ (отжиг)	1,0	0,9	0,45	0,45	Фаула ¹⁶⁰
Алюминиевый сплав 2024ТУ (закалка)	2,9	5,4	2,8	0,96	»
Арко-железо . . .	1,5	11,5	7,18	4,8	Иванов, Новиков и др. ¹⁵⁹
Сталь 3	2,1	14,0	8,7	4,14	Те же
Сталь 40X (отжиг)	4,2	19,1	12,0	2,85	»
Сталь 30ХГСА (отжиг)	4,7	19,8	12,5	2,98	»
Сталь 30ХГСА (закалка)	14,5	28,4	18,0	2,24	»
Алюминиевый сплав Д16 (отжиг)	1,3	4,75	2,63	2,02	»
Алюминиевый сплав Д16 (закалка)	2,7	7,6	4,2	1,56	»

Наибольшее возрастание по сравнению со статикой — в несколько раз — имеет место у мягких сталей. С увеличением статической прочности динамический коэффициент $K = \sigma_{\text{дин}}/\sigma_{\text{ст}}$ монотонно уменьшается.

Разброс экспериментальных данных таблицы в значительной мере объясняется различным подходом к интерпретации эксперимента. В работах ^{157, 158} и ¹⁶⁰ давления $P_r(1)$ определялись по амплитуде фронта упругой волны, а в ¹⁵⁹ по ее основанию, у границы с пластической областью, что, по-видимому, является более обоснованным.

Помимо металлов, переходы в состояние пластического течения были зафиксированы и у таких хрупких материалов, как медистое стекло ¹⁶⁶, кремний (см. § 9) и кварц ¹¹². Максимальные амплитуды упругих волн у этих материалов оказались равными 70, 40 и 35—70 кб.

Наличие механической прочности существенно влияет на процесс расширения ударно сжатых материалов. Материалы, находящиеся в состоянии пластического течения, вновь приобретают способность к упругой деформации при изменении направления деформации. Подобная последовательность процессов осуществляется при догоне ударной волны приходящими сзади или сбоку волнами разгрузки.

В упругой стадии расширения разность главных напряжений, первоначально равная $\sigma_{\text{дин}}$, меняет знак на обратный. Нетрудно показать ³⁷, что

при этом давления снижаются на существенно бóльшую величину

$$\Delta P_r = 2\sigma'_{дин} \frac{1-\mu}{1-2\mu}.$$

При дальнейшем снижении давлений вновь наступает пластическая стадия течения (см. рис. 63).

В точке излома отношение скоростей распространения звука в упругом и пластическом состоянии определяются уже известной нам величиной ν . Как уже указывалось, упругие волны разгрузки были выявлены при проведении опытов по схеме рис. 29. В качестве иллюстрации в правой части табл. VII сопоставлены взятые из ³⁷ значения «пластических» или газодинамических скоростей C_{II} и упругих скоростей звука C_V для алюминия, меди и железа. У этих металлов наклон изэнтроп

$$\Re \left(\frac{\partial P}{\partial Q} \right)_S = C^2$$

при переходе в пластическое состояние уменьшается в 1,35—1,40 раза.

Позднее упругие волны были обнаружены Эйшельбергером и Овером ⁸¹ с помощью датчика нового вида, фиксировавшего приход волн разгрузки после удара о мишень тонких пластинок. В аналогичных условиях «негазодинамическое» затухание ударных волн в алюминии за счет опережающих волн упругой разгрузки изучалось Кэрраном ¹⁰² и др.

Ими впервые была определена амплитуда упругой разгрузки в алюминии, иначе говоря, его прочность при ударном сжатии в 220 кб; по ¹⁰² $\sigma'_{дин} = 12$ кб.

Эти результаты выявляют совместное влияние на прочность многих факторов: скорости деформации, высокого гидростатического давления и повышения температуры.

В предыдущих разделах эффекты прочности предполагались пренебрежимо малыми и кристаллические тела рассматривались как квазижидкие, с характерным для жидкостей скалярным полем давлений.

В действительности, как мы видим, состояния ударно сжатых тел описываются тензором напряжений с главными напряжениями, различающимися на величину динамического предела текучести.

При более строгом рассмотрении ^{160, 163} результаты динамических экспериментов выявляют кривую изменения нормальных напряжений, отличающихся от кривой всестороннего сжатия на величину $2/3 \sigma'_{дин}$ (см. рис. 61). Самый предел текучести $\sigma'_{дин}$ не является неизменной величиной и помимо скорости деформации зависит от давления и температуры.

Как следует из работ Бриджмена ¹⁶⁷ и Верещагина и др. ⁹, возрастание $\sigma_{ст}$ с давлением в статических условиях велико. На динамической адиа-

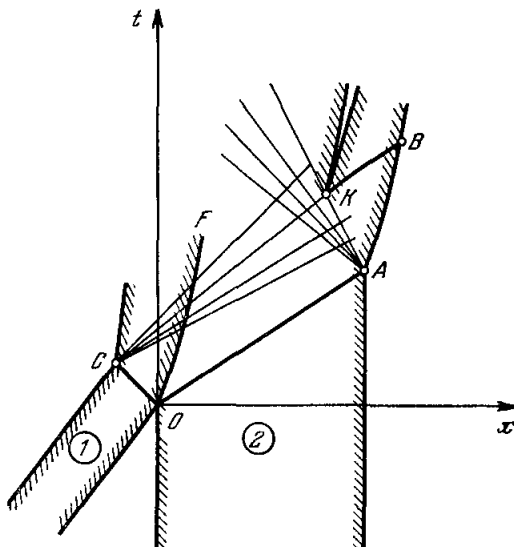


Рис. 64. $x - t$ -диаграмма образования откола при ударе о преграду тонкой пластинки.

1 — Ударяющая пластинка; 2 — преграда; OA и OC — траектории ударных волн; A — полюсы центрированных волн разгрузки; AK — характеристика, несущая максимальные разрывающие напряжения.

бате увеличение $\sigma'_{дин}$ при сжатии компенсируется его уменьшением с температурой. Истинный ход изменения $\sigma'_{дин}$ в настоящее время неизвестен. Однако, судя по данным¹⁰², погрешность, вносимая в уравнения состояния исследуемых веществ при отождествлении $P_r(v)$ и $P(v)$, невелика.

В заключение остановимся на ударно взрывном разрушении материалов нормальными растягивающими напряжениями. Области отрицательных давлений создаются при взаимодействии встречных волн разрежения, растягивающих образцы в противоположные стороны.

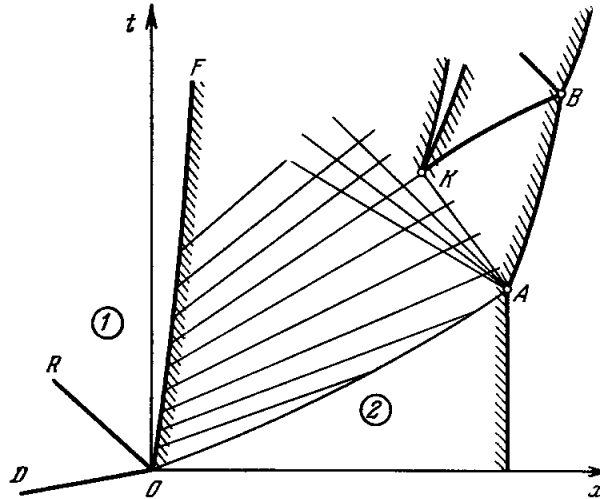


Рис. 65. $x-t$ -диаграмма образования откола при отражении от преграды детонационной волны.
1 — Область, занятая продуктами взрыва; 2 — преграда;
OD — траектория детонационной волны; OA и OR — траектории ударных волн в преграде и ПВ; A — полюс централизованной волны разрежения; AK — характеристика, несущая максимальные разрывающие напряжения.

На $x-t$ -диаграмме рис. 64 изображены подобные волны, возникающие при соударении пластинок после отражения волн сжатия от свободных поверхностей. Встреча волн разрежения происходит внутри пластики-мишени.

При отражении детонации от преграды волна разрежения непосредственно следует за скачком сжатия, вследствие чего интерференция волн возникает сразу у свободной границы преграды (рис. 65). В обоих случаях отрицательные давления нарастают по мере продвижения волн разрежения вглубь образцов — на рис. 64 и 65 справа налево. Критические напряжения разрушения обычно оцениваются по толщине откольных тарелочек, обнаруживаемых после взрыва. При этом разрушающие усилия отождествляются с расчетными растягивающими напряжениями в сечении откола.

По Райнхарту¹¹⁴, ставившему опыты по схеме рис. 65 на плитах большой толщины, разрывающие напряжения для алюминия, меди и мягкой стали соответственно равны 9,8, 28,7 и 11,2 $кб/см^2$.

Как показывают данные Нахми¹⁶⁸, расчетные значения разрывающих напряжений возрастают с уменьшением толщины преграды. Особенно большие значения напряжений разрыва, ~ 120 $кб/см$, приближающиеся к теоретической прочности меди, получены Мак-Квином и Маршем¹⁶⁹ при разрушении тонких медных пластин по схеме рис. 64. Сопоставление этих столь различных результатов показывает, что кри-

тическое напряжение разрушения в рассматриваемых условиях не является определенной характеристикой материала.

Разрушение образцов волнами разрежения является протекающим во времени процессом возникновения и развития трещин, при взаимном пересечении образующих откольную поверхность. Поэтому положение поверхности откола зависит как от величины разрушающих напряжений, так и от масштаба опыта.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, 2-е изд., М., Гостехиздат, 1951.
2. Д. А. Киржниц, ЖЭТФ 32(1), 115 (1957).
3. Н. М. Калиткин, ЖЭТФ 38(5), 1534 (1960).
4. Г. М. Гандельман, ЖЭТФ 43(1), 131 (1962).
5. В. М. Ермаченко, Я. Б. Зельдович, Г. М. Гандельман, ЖЭТФ 44, 386 (1963).
6. P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts and Sci. 74, 425 (1942).
7. P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts and Sci. 76, 1 (1945).
8. Л. Ф. Верещагин, А. А. Семерчан, С. В. Попова, Н. Н. Кузин, ДАН СССР 145(4), 757 (1962).
9. Л. Ф. Верещагин, В. А. Шапочкин, ФММ 9(2), 258 (1960).
10. S. Mikomura, H. G. Drickamer, J. Phys. Chem. Solids 23, 451 (1962).
11. A. S. Valchan, H. G. Drickamer, RCV Sci. Instr. 32, 308 (1961).
12. Progress in Very High Pressure Research, New York, 1960.
13. С. С. Кабалкина, ФТТ 4(11) (1962).
14. P. Takahashi, W. A. Bassett, Science 145 (No. 3631), 483 (1964).
15. В. А. Цукерман, А. И. Авдеенко, ЖЭТФ 12(4/5), 185 (1942).
16. В. А. Цукерман, ДАН СССР 40(7), 267 (1943).
17. В. А. Цукерман, ДАН СССР 53(4), 323 (1946).
18. В. А. Цукерман, М. А. Манакова, ЖТФ 27(2), 391 (1957).
19. В. П. Зюзин, М. А. Манакова, В. А. Цукерман, Приб. и тех. эксп., № 1, 84 (1958).
20. В. Шафс, Handb. d. Phys., Bd. 30, 1957 (см. перевод: Рентгеновские лучи, М., ИЛ, 1960).
21. J. J. Jacobs, ARS J. A (Publication of the American Rocket Society) 30(2), 151 (1960).
22. М. Н. Алленцев, А. Д. Беляев, И. Н. Соболев, Б. М. Степанов, ЖЭТФ 16, 990 (1946).
23. F. C. Gibson et al., Bull. Amer. Phys. Soc., No. 1 (1957).
24. И. Ш. Модель, ЖЭТФ 32, 714 (1957).
25. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, М. В. Синицын, А. И. Куряпин, ДАН СССР 122(1), (1958).
26. И. М. Воскобойников, А. Я. Апин, ДАН СССР 130, 804 (1960).
27. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1963.
28. Solid State Physics, vol. 6, Academic Press Publ., New York and London, 1958.
29. Solids under Pressure, Ed. William Paul, Douglas M. Warschauer, New York, 1963.
30. G. E. Duvall, Appl. Mech. Rev. 15(11), 849 (1962) (см. перевод: Механика, № 3, 143 (1963)).
31. Г. Курант и К. Фридрихс, Сверхзвуковое течение и ударные волны, М., ИЛ, 1950.
32. Я. Б. Зельдович, Теория ударных волн и введение в газодинамику, М., Изд-во АН СССР, 1946.
33. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович и Б. И. Шехтер, Физика взрыва, М., Физматгиз, 1959.
34. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, М., Физматгиз, 1963.
35. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 32, 1577 (1957).
36. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников, Б. И. Леденев, В. И. Жучихин, М. И. Бражник, ЖЭТФ 34, 874 (1958).
37. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, М. И. Бражник, Л. А. Владимиров, М. П. Сперанская, А. И. Фунтиков, ЖЭТФ 38(4), 1061 (1960).
38. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников, М. И. Бражник, ЖЭТФ 34, 886 (1958).
39. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ЖЭТФ 38, 790 (1960).

40. R. G. McQueen, S. P. Marsh, J. Appl. Phys. **31**, 1253 (1960).
41. C. Skidmore, E. Morris, Proceedings of Symposium, Vienna, May 1962.
42. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ЖЭТФ **42**, 91 (1962).
43. К. К. Крупников, А. А. Баканова, М. И. Бражник, Р. Ф. Трунин, ДАН СССР **148**, 1302 (1963).
44. R. W. Goranson, D. Bancroft, B. L. Burton, T. Blechard, E. E. Houston, E. E. Gittings and S. A. Landeen, J. Appl. Phys. **26**, 1472 (1955).
45. M. D. Mallory, J. Appl. Phys. **26**, 555 (1955).
46. Г. Л. Шнирман, А. С. Дубовик, П. В. Кевлишвили, Сверхскоростная фоторегистрирующая установка СФР, М., Изд-во АН СССР, 1957.
47. J. M. Walsh and R. H. Christian, Phys. Rev. **97**, 1544 (1955).
48. I. C. Slater, Introduction to Chemical Physics, New York — London, 1939.
49. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович, ДАН СССР **46**, 399 (1945).
50. I. S. Dugdale, D. McDonald, Phys. Rev. **89**, 832 (1953).
51. В. Н. Зубарев, В. Я. Ващенко, ФТТ **5** (3), 886 (1963).
52. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд, Молекулярная теория газов и жидкостей, М., ИЛ, 1961.
53. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский, Л. В. Кулешова, Г. В. Симаков, ФТТ **5**, 279 (1963).
54. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин, А. Н. Колесникова, ЖЭТФ **42**, 686 (1962).
55. С. Б. Кормер, М. В. Синицын, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин, А. В. Блинов, ЖЭТФ **47** (4(10)), 1202 (1964).
56. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин, ДАН СССР **142**(2), 309 (1962).
57. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин, ДАН СССР **147**(5), 1122 (1962).
58. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин, ДАН СССР **158**(2), 452 (1964).
59. B. J. Alder, M. Van Thiel, Phys. Letts. **1**(5), 317 (1963).
60. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, Л. Т. Попова, ФТТ **3**, 2131 (1961).
61. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, ДАН СССР **131**(3), 542 (1960).
62. В. П. Жарков, В. А. Калинин, ДАН СССР **135**, 811 (1960).
63. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский, ЖЭТФ **39**(1), 16 (1960).
64. М. Борни Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, М., ИЛ, 1958.
65. В. Д. Урлин, А. А. Иванов, ДАН СССР **149**(6), 1303 (1963).
66. Б. И. Давыдов, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12 (1965).
67. D. L. Chapman, Phil. Mag. **47**, 90 (1899).
68. E. Jouget, Mécaniques des explosifs, O. Doin et Fils, Paris, 1917.
69. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **10**, 542 (1940).
70. J. Neimann, OSRD, No. 549 (1942).
71. J. Taylor, Detonation in Condensed Explosives Clarendon Press Oxford Eng., 1952.
72. К. П. Станюкович, Т. И. Покровский, Изв. АН СССР **8**(4), 214 (1944).
73. A. Schmidt, Zs. Ges., Schiess und Sprengstoffwesen **30**, 364 (1935).
74. W. E. Deal, Phys. Fluids **1**(6), 523 (1958).
75. W. E. Deal, J. Chem. Phys. **27**, 796 (1957).
76. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров, Изв. АН СССР, ОХН, № 6, 1130 (1960).
77. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил, ДАН СССР **128**, 989 (1959).
78. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, ПМТФ, № 2, 154 (1964).
79. R. E. Duff, E. E. Houston, J. Chem. Phys. **23**, 1268 (1955).
80. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил, ЖФХ **34**(11), 2561 (1960).
81. R. I. Eichelberger et G. E. Nauver, в сб. Les ondes de detonation, Paris, 1961, стр. 364.
82. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, ДАН **139**(1), 137 (1961).
83. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, Г. В. Кришкевич, К. Б. Юшко, ДАН СССР **158** (5), 1056 (1964).
84. В. А. Цукерман, А. А. Бриш, Письмо в редакцию, ПМФТ (в печати).
85. В. П. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов, ДАН СССР **132**(6), 1339 (1960).
86. В. Н. Зубарев, ПМФТ, № 2 (1965).
87. J. M. Walsh, M. H. Rice, J. Chem. Phys. **26**(4), 815 (1957).
88. M. H. Rice, J. M. Walsh, J. Chem. Phys. **26**(4), 824 (1957).
89. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ДАН СССР **121**(1), 67 (1958).
90. R. O. Cowan, W. Fickett, J. Chem. Phys. **24**(5), 932 (1956).

91. А. И. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов, ПМТФ 6, 131 (1963).
92. J. M. Walsh, M. H. Rice, R. G. McQueen, F. L. Jarger, Phys. Rev. 108(2), 196 (1957).
93. А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, И. П. Дудолоадов, ФТТ 7(6) (1965).
94. К. К. Крупников, М. И. Бражник, В. П. Крупникова, ЖЭТФ 42, 675 (1962).
95. J. I. Gilvaray, Phys. Rev. 96, 934, 944 (1954); 102, 317 (1956).
96. J. I. Gilvaray, G. H. Reebles, Phys. Rev. 99, 550 (1955).
97. R. Lattner, Phys. Rev. 99, 1854 (1955).
98. K. Anders, Phys. Letts. 7(5) (1963).
99. G. K. White, Phil. Mag. 6(66) (1961).
100. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 38 (5), 1569 (1960).
101. G. R. Faulstich, J. Appl. Phys. 31 (4) (1960).
102. Donald R. Curran, J. Appl. Phys. 34(9), 2677 (1963).
103. L. M. Barker, C. D. Lundergan, W. Herrman, J. Appl. Phys. 35(4), 1203 (1964).
104. Л. В. Альтшулер, Д. М. Тарасов, М. П. Сперанская, ФММ 13(5), 738 (1962).
105. Jean Jaccesson, Contribution a l'etude de la propagation et des effets des ondes de choc dans les metaux, De l'universite de Portiers, 1962.
106. Л. В. Альтшулер, А. П. Петрунин, ЖТФ 31(6), 717 (1960).
107. Г. А. Феоктистова, ДАН СССР 136 (6), 1325 (1961).
108. Л. В. Альтшулер, С. Б. Юрмер, А. А. Баканова, А. П. Петрунин, А. И. Фунтиков, А. А. Губкин, ЖЭТФ 41 (11), 1382 (1961).
109. R. J. Seeger and H. Polacher, J. Appl. Phys. 22(5), 640 (1951).
110. D. Bancroft, E. L. Peterson, S. Minshall, J. Appl. Phys. 27, 291 (1956).
111. R. E. Duff, F. S. Minshall, Phys. Rev. 108, 1207 (1957).
112. J. Wackerle, J. Appl. Phys. 33(3), 922 (1962).
113. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов, ЖЭТФ 47(9), 814 (1964).
114. I. S. Rinehart, J. Pearson, Behavior of Metals under Impulsiv Loads, ASM, Cleveland, 1954 (см. перевод: Поведение металлов при импульсных нагрузках, М., ИЛ, 1959).
115. Response of Metals to High Velocity Deformation, Interscience Pull., New York—London, 1960.
116. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, ПТЭ 1(7), 135 (1963).
117. P. S. Jensen, B. A. Stein, R. S. Davis, J. Appl. Phys. 33(2), 557 (1962).
118. J. C. Jamieson, A. W. Lawson, J. Appl. Phys. 33(3) (1963).
119. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, ЖЭТФ 40(6), 1880 (1961).
120. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, Ю. И. Тарасов, ФТТ 4, 249 (1962).
121. J. O. Erkmann, J. Appl. Phys. 32, 939 (1961).
122. A. S. Balchan, J. Appl. Phys. 34, 241 (1963).
123. W. E. Drummond, J. Appl. Phys. 28, 999 (1957).
124. E. A. Perez-Albuern, K. F. Forsgren and H. G. Drickamer, Rev. Sci. Instrum. 35 (1), 29 (1964).
125. М. Н. Павловский, В. Я. Ващенко, Г. В. Симанов, ФТТ 7 (4) (1965).
126. А. А. Бриш, В. А. Цукерман, М. С. Тарасов, ЖЭТФ 37, 1543 (1959).
127. B. J. Alder, R. H. Christian, Phys. Rev. 104, 550 (1956).
128. P. O. Lövdin, A Theoretical Investigation into Some Properties of Ionic Crystals, Uppsala, 1948.
129. В. В. Евдокимова, Л. Ф. Верещагин, ФТТ 4, 1965 (1962).
130. В. В. Евдокимова, Л. Ф. Верещагин, ЖЭТФ 43(4) (1962).
131. M. Flower, N. U. March, Phys. Rev. 125, 1144 (1962).
132. В. П. Трубицин, Ф. Р. Улнич, в сб. «Твердое тело в условиях давлений и температур земных недр», М., Изд-во АН СССР, 1964; Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 949 (1963).
133. А. А. Абрикосов, Астрон. ж. 31(2), 112 (1954).
134. B. J. Alder, R. H. Christian, Phys. Rev. Letts. 4, 450 (1960).
135. Р. Бьюб, Фотопроводимость твердых тел, М., ИЛ, 1962.
136. Г. М. Гандельман, ЖЭТФ 48 (6) (1965).
137. J. C. Jamieson, Science 139 (No. 3556), 46 (1960).
138. R. H. Wentorf, I. S. Kasper, Science 139 (No. 3552), 338 (1963).
139. B. J. Alder, R. H. Christian, Phys. Rev. Letts. 7, 367 (1961).
140. P. S. Desarbi, J. C. Jamieson, Science 133 (No. 3467), 1821 (1961).
141. W. E. Libby, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, No. 9, 1475 (1962).
142. F. Birch, Geophys. J. (London) 4, 295 (1961).
143. A. E. Ringwood, J. Geophys. Res. 67 (10), 4005 (1962)
144. С. М. Стишов, Геохимия, № 8, 649 (1962).

145. С. М. Стишов, С. В. Попова, *Геохимия* **10**, 837 (1961).
 146. D. S. Hughes and R. G. McQueen, *Trans. Amer. Geophys. Union* **39**(5), 259 (1958).
 147. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, *Изв. АН СССР, сер. геофиз.*, № 1, 3 (1961).
 148. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков, *Изв. АН СССР, сер. физ. Земли* (1965).
 149. В. Н. Лодочников, *Зап. Всеросс. минерал. о-ва, сер. 2, ч. 64*, 207 и 428 (1939).
 150. W. H. Ramsey, *Month. Not. Roy. Arts. Soc.* **108**, 406 (1948).
 151. Б. Ю. Левин, в сб. «Вопросы внутреннего строения и развития Земли» Тр. Геофиз. ин-та, АН СССР, № 26, 208 (153) (1955); *Mem. Soc. Sci. Liège* **24**, 39 (1962).
 152. В. Н. Жарков, Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, № 20, 3 (1962); ДАН СССР **135** (6), 1378 (1960).
 153. L. Knoroff, G. J. F. Macdonald, *Sci. New. Letts.*, No. 75.
 154. C. S. Smith, *Memorial de l'artillerie traciaise* **35** (136), 463 (1961).
 155. D. C. Rosk, W. M. Evans, H. I. James, *Proc. Phys. Soc.* **60** (337), 1 (1948).
 156. M. A. Allen, C. A. McGarry, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 165 (1953).
 157. S. Minshall, *J. Appl. Phys.* **26**, 463 (1955).
 158. E. Costello, *The Inst. Mech. Engng. Proc. of the Conference on Properties of Material at High Rates of Strain* (London, 1957), 1958, стр. 13.
 159. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын, *ФТТ* **5**(1), 269 (1963).
 160. G. R. Fowles, *J. Appl. Phys.* **32**, 1475 (1961).
 161. J. W. Taylor, M. H. Rice, *J. Appl. Phys.* **34**, 364 (1963).
 162. O. E. Jones, F. W. Nellson, W. B. Benedict, *J. Appl. Phys.* **33**, 3224 (1962).
 163. Jean Jaquesson, в сб. *Les ondes de detonation*, Paris, 1961.
 164. G. E. Duvall, в сб. *Les ondes de detonation*, Paris, 1961, стр. 337.
 165. Г. И. Баренблатт, *ИММ* **17**(4), 455 (1953).
 166. А. Н. Дремиц, Г. А. Адауров, *ФТТ* **6**(6), 1757 (1964).
 167. П. В. Бриджмен, *Исследование больших пластических деформаций и разрыва*, М., ИЛ, 1955.
 168. G. Nahaми, в сб. *Les ondes de detonation*, Paris, 1961, стр. 451.
 169. R. G. McQueen, S. P. March, *J. Appl. Phys.* **33**(2), 654 (1962).
-