

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования)

Р.Ф. Трунин

Рассматриваются результаты лабораторных исследований ударного сжатия различных веществ (элементов, сплавов, гидридов, карбидов и нитридов металлов, органических соединений, минералов, горных пород и жидкостей), выполненных в России с 1948 г. по настоящее время.

PACS numbers: 07.35.+k, 62.50.+p, 91.60.Gf

Содержание

1. Введение (387).
 2. Методы исследований (388).
 3. Измерительные устройства (390).
 4. Ударно-волновое сжатие элементов (391).
 5. Сжатие расплавленных и переохлажденных металлов (394).
 6. Ударное сжатие пористых металлов. Некоторые модели уравнений состояния (395).
 7. Аддитивные соотношения для ударных адиабат (400).
7.1. Сжатие металлических сплавов. 7.2. Сжатие карбидов металлов. 7.3. Сжатие нитридов металлов. 7.4. Сжатие гидридов металлов.
 8. Минералы (403).
8.1 Оксиды. 8.2 Кислородные соли. 8.3. Галогениды, сульфиды.
 9. Горные породы (408).
 10. Расчетное описание горных пород и минералов (409).
 11. Жидкости (409).
11.1. Вода и ее твердые модификации. 11.2. Сжатие водных растворов.
 12. Сжатие органических веществ (411).
 13. Заключение (413).
- Список литературы (413).

1. Введение

Работа над атомным проектом в Советском Союзе стимулировала развитие и становление новой отрасли науки — физики высоких плотностей энергии, в рамках

которой исследуются свойства различных материалов при высоких давлениях и температурах. Применительно к задаче создания ядерного оружия исследования свойств веществ, сжатых ударными волнами, обобщенные в форме их уравнений состояния, являлись приоритетным направлением новой науки. Эти уравнения, устанавливающие функциональную связь термодинамических величин — внутренней энергии (или температуры) ударного сжатия, плотности и давления, — необходимы для замыкания системы уравнений движения сплошной среды, используемой при математических расчетах конструкций ядерных зарядов и моделирования различных процессов, происходящих в них.

Связь между термодинамическими параметрами ударно-сжатого вещества и его кинематическими характеристиками устанавливается через законы сохранения массы, импульса и энергии в алгебраической форме:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{D - U}{D}, \quad (1.1)$$

$$P = P_0 + \frac{DU}{V_0}, \quad (1.2)$$

$$E - E_0 = 0,5(P + P_0)(V_0 - V). \quad (1.3)$$

Здесь D и U — скорости фронта ударной волны и движения вещества за фронтом (массовая скорость), P , V и E — давление, удельный объем и внутренняя энергия. Индекс "0" относится к начальным значениям этих величин.

Уравнение (1.3) определяет так называемую адиабату Гюгонно — адиабату исследуемого вещества $P_{\Gamma} = P_{\Gamma}(V, P_0, V_0)$, представляющую собой совокупность термодинамических состояний, достигаемых путем ударного сжатия вещества, находящегося в исходном состоянии при P_0 и V_0 . Ударная адиабата — главный источник экспериментальной информации, на основе которой строятся уравнения состояния веществ. Все другие ударно-волновые характеристики: скорость

Р.Ф. Трунин. Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190 г. Саров, Нижегородская обл., просп. Мира 37,
Российская Федерация
Тел. (831-30) 4-41-18. Факс (831-30) 4-59-58
E-mail: root@gdd.vniief.ru

Статья поступила 18 декабря 2000 г.

звука за фронтом ударных волн, адиабаты расширения и двукратного сжатия, температура сжатых веществ и т.п. непосредственно связаны с ударной адиабатой и определяются ее положением. Именно поэтому исследованию ударных адиабат, т.е. определению кривых ударного сжатия различных веществ, уделялось и уделяется до сих пор основное внимание.

Начало этих исследований относится к 1948 г., когда ударное сжатие урана было изучено при давлении до 50 ГПа. Почти одновременно на специальном устройстве (заряде) с использованием разгона ударника в сферической геометрии (так называемый заряд "большая модель") [1] для урана и железа были проведены измерения параметров сжатия при гигантских (по тем временам) давлениях в 500 ГПа. Эта величина вызывает чувство уважения и в настоящее время. Что уж говорить о тех далеких от нас временах! Некоторые результаты позднее были опубликованы в [2].

К 1952 г. на специальных двухкаскадных полусферических зарядах (ДК) [1] потолок давлений для тяжелых металлов был поднят до 900–1000 ГПа. Однако из-за существовавших трудностей в интерпретации полученных данных, связанных, в частности, с необходимостью учета нестационарности волнового процесса, значительного разогрева ударника и некоторыми другими обстоятельствами, полной уверенности в надежности определенных параметров не было.

На несколько видоизмененном устройстве ДК в конце 50-х годов были достигнуты рекордные давления (1,8 ТПа) при ударном сжатии урана. Схемы этих зарядов, а также полученные на них результаты приведены в [1].

Большую надежность и точность результатов обеспечивал разработанный в последующем измерительный заряд ("мягкий заряд" — МЗ) [1], отличающийся от предыдущих устройств квазизоэнтропическим, безнагревным разгоном оболочки-ударника и существенно более стабильными характеристиками. В МЗ в значительной мере устранены недостатки прежних зарядов, чему в незначительной степени способствовал переход на толщину образцов в 3–4 раза меньшие, чем в устройствах БМ и ДК. Его использование позволило уточнить результаты более ранних измерений (при давлениях 400–900 ГПа) и существенно расширить класс исследуемых веществ: значительно увеличить список исследуемых металлов и приступить к исследованию сплавов, оксидов, гидридов, карбидов, горных пород и т.п.

Наиболее высокие термодинамические параметры ударного сжатия металлов были получены в середине 90-х годов на полусферическом заряде МЗ-18, характеристики которого близки к предельным для данного типа устройств: давление в железе около 2 ТПа (2000 ГПа) и в тантале 2,5 ТПа.

Максимальное давление для железа 10 ТПа достигнуто в условиях сильной ударной волны мощного подземного ядерного взрыва. Результаты измерений параметров сжатия веществ в этих условиях опубликованы в [3] и здесь не рассматриваются. Заметим, что при таких гигантских давлениях вещество представляет собой плотную ионизованную плазму с сильным межчастичным взаимодействием. С этой точки зрения адиабаты любых веществ оказываются подобными друг другу, что и подтверждается в эксперименте [3]. Качественные же и количественные изменения на ударных

адиабатах — плавление вещества, "твердотельные" фазовые переходы, различного рода электронные перестройки и т.п. — происходят при относительно невысоких давлениях в области, где измерения осуществляются лабораторными способами. Результаты лабораторных исследований ударного сжатия широкого класса веществ и рассматриваются в настоящем обзоре.

2. Методы исследований

Экспериментальными величинами, непосредственно определяемыми в опытах по ударной сжимаемости веществ, являются скорость фронта ударных волн D и массовая скорость за фронтом U . Во многих случаях представление экспериментальных данных в $D-U$ -плоскости более предпочтительно по сравнению с другими координатами. Это связано, в частности, с тем, что ударная адиабата в $D-U$ -плоскости близка к линейной зависимости, а любые отклонения от линейности более наглядны при анализе результатов. Именно поэтому многие обобщения, в частности классификация ударных адиабат металлов, будут проведены в этих координатах.

Отметим, что при ударном сжатии вещества кинематические параметры (D и U) определяют согласно уравнениям (1.1)–(1.3) термодинамику процесса — давление, удельный объем (или плотность) и внутреннюю энергию. Для их нахождения не требуется никакого специального прессового оборудования, высокоточных алмазных наковален и т.п. Достаточно через исследуемое вещество "пропустить" ударную волну и измерить ее кинематические параметры. При этом скорость ударной волны найти сравнительно легко — надо лишь на пути ее распространения в веществе поставить датчики любых типов, реагирующие на высокие давления фронта, и зарегистрировать время прохождения волны между ними. Что касается массовых скоростей, то их прямые измерения затруднены именно из-за высоких давлений на фронте: датчики должны не только "выжить" при этих давлениях, но и зарегистрировать скорость вещества за фронтом ударной волны. При относительно невысоких давлениях такие датчики существуют, однако их использование при больших давлениях ограничено многими факторами — их механической прочностью в ударных волнах, электропроводностью исследуемых веществ и т.д.

Вполне универсальным методом определения массовых скоростей оказался предложенный Л.В. Альтшулером так называемый метод "торможения" [4], который является достаточно строгим в своих предпосылках и принципиально применим при сколь угодно больших давлениях. Не останавливаясь на деталях этого метода, укажем, что при его использовании измеряется скорость пластины-ударника, разгоняемого расширяющимися продуктами взрыва. В зависимости от типа взрывчатого вещества, веса заряда, конструкции разгонного устройства и т.п. пластина приобретает различные скорости. При ее ударе по "ждущей" мишени в ней создается в зависимости от скорости ударная волна той или иной интенсивности. Из условия неразрывности скоростей на границе соударения следует, что для ударника и мишени, изготовленных из одинаковых материалов, выполняется равенство

$$W_{\text{уд}} - U_{\text{м}} = U_{\text{м}}, \quad \text{или} \quad W_{\text{уд}} = 2U_{\text{м}}$$

($W_{уд}$ — скорость ударника). Другими словами, для определения массовой скорости U_M надо измерить скорость ударника в момент его удара о мишень.

Анализ распада произвольного разрыва на границе соударения показал, что метод применим и тогда, когда мишень изготовлена из другого материала. В этом случае необходимо выполнение дополнительного условия — должна быть известна ударная адиабата материала ударника. Варьируя скорость ударника и измеряя D в мишени (исследуемом веществе) и $W_{уд}$, мы тем самым определяем положение дискретных экспериментальных точек на ее ударной адиабате. С помощью лабораторных взрывных систем методом "торможения" получены ударные адиабаты металлов от давлений в десятки гигапаскалей до максимальных значений в 2,5 ТПа. При максимальных параметрах скорость ударника из железа составила $W_{max} = 23 \text{ км с}^{-1}$. Меньшие параметры (до скоростей $W \leq 7 \text{ км с}^{-1}$) достигаются при разгоне плоских пластин-ударников на взрывных устройствах, в которых при взрыве заряда взрывчатых веществ (ВВ) образуется детонационная волна с плоским фронтом.

Метод "торможения" при всей его универсальности и кажущейся простоте достаточно сложен в исполнении и используется, в основном, для определения ударных адиабат так называемых эталонных металлов, применяемых в качестве экранов, через которые транслируются ударные волны в исследуемые образцы в наиболее распространенном методе определения ударного сжатия веществ — методе "отражения" [4]. Этот метод также основан на рассмотрении распада произвольного разрыва, но "усложнен" дополнительным требованием — необходимо знать уравнение состояния материала экрана и параметры проходящей ударной волны в нем. Поясним это на примере $P-U$ -диаграммы рис. 1. Точка пересечения волнового луча $\rho_0 D_3 U$ с адиабатой вещества экрана определяет массовую скорость U_1 и давление P_1 в экране — исходные состояния в нем. Состояния в исследуемых образцах будут определяться точками пересечения их волновых

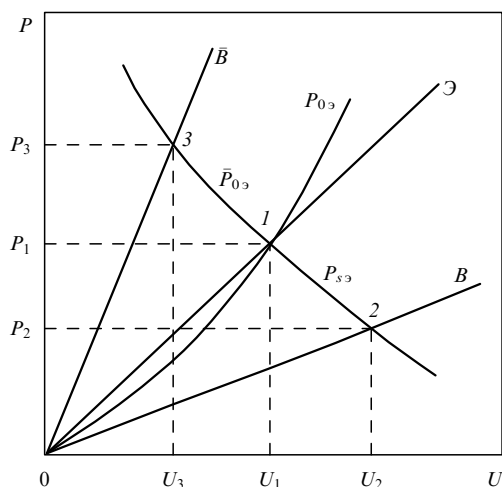


Рис. 1. $P-U$ -диаграмма, полученная методом отражения: $0\bar{B}$ — волновой луч экрана $P_s = \rho_s D_s U$; P_{0s} — ударная адиабата экрана; $P_{s\bar{s}}$ — изоэнтропа расширения экрана из состояния I ; \bar{P}_{0s} — адиабата торможения экрана из состояния I ; $0\bar{B}$ и $0B$ — волновые лучи исследуемых образцов.

лучей $0B$ ($0\bar{B}$) с изоэнтропой расширения $P_{s\bar{s}}$ экрана (точка 2), если исследуемый материал "мягче" адиабаты экрана, или адиабатой торможения — адиабатой двукратного сжатия (точка 3). Для расчета изоэнтроп расширения (или адиабат торможения) необходимо знать уравнение состояния материала экрана. Однако эти расчеты носят не вполне однозначный характер, поскольку положение изоэнтроп (адиабат двукратного сжатия) зависит от выбранного (из обычно существующего набора) уравнения состояния. Известно, однако, что при "малых" перепадах давлений

$$\Delta P = P_1 - P_2 \quad \text{или} \quad \Delta P = P_3 - P_1$$

изоэнтропа (адиабата торможения) примерно совпадает с зеркальным отображением ударной адиабаты. Количественные оценки ΔP в [5] на основе анализа взаимного положения изоэнтроп расширения, рассчитанных по разным уравнениям состояния, показали, что в $P-U$ -координатах при давлении P_2 , составляющем $2/3$ исходного давления P_1 , разница в положениях изоэнтроп расширения и зеркального "отображения" из точки I ударной адиабаты экрана не превышает 1%, т.е. находится в коридоре погрешности экспериментального положения ударной адиабаты. Это позволяет более определенно подойти к вопросу о постановке измерений, т.е. к выбору соотношений между "жесткостями" экрана и исследуемого вещества, и, как следствие этого, об использовании зеркального отображения как более простого, а главное, более однозначного способа нахождения массовых скоростей в методе "отражения". Этим методом выполнено большинство измерений параметров сжатия веществ в ударных волнах.

Метод "торможения" является абсолютным, поскольку по своей формулировке он не зависит ни от каких предварительных условий. Однако с увеличением скорости ударника применение метода осложняется необходимостью осуществлять его безнагревный разгон. Сделать это не всегда возможно, поэтому в прежних системах, в частности в двухкаскадных зарядах, приходилось учитывать нагрев ударника.

Метод "отражения" по своей сути относительный: его результаты зависят от положения ударной адиабаты материала экрана, поскольку любое изменение в ее положении автоматически приводит к изменению и адиабаты исследуемого вещества. Однако ударные адиабаты эталонных металлов (Al, Fe, Cu), из которых изготавливаются экраны, определенные абсолютным методом "торможения" в разных лабораториях мира, настолько устойчивы и стабильны, что это дает основание считать данные, полученные методом "отражения", по точности совпадающими с абсолютными.

Сделаем еще одно замечание. Мы рассматриваем ударно-волновые процессы в так называемом гидродинамическом приближении. Строго говоря, эта модель применима к жидкости, т.е. к состояниям выше ударного плавления. Однако ряд косвенных данных [6, 7] свидетельствует о том, что и до давлений плавления металл за фронтом ударной волны находится в среднерасширенном, квазигидростатическом состоянии. Это подтверждают результаты измерений межплоскостных расстояний кристаллической решетки молибдена, сжатого ударной волной, определенные по методике импульсного рентгеноструктурного анализа [8]. Логично объяснить полу-

ченные в [8] результатами объемным характером сжатия кристаллической решетки молибдена. И, наконец, удовлетворительное совпадение "объемной" скорости звука (величины, вычисленной из модуля объемного сжатия) и экстраполированного значения ударной адиабаты к нормальным условиям (при $U = 0$), по крайней мере, не противоречит условию гидродинамического приближения.

3. Измерительные устройства

Для создания в исследуемых веществах ударных волн с определенными и стабильными характеристиками необходимо отработать специальные измерительные устройства, охватывающие по параметрам возможно большую область давлений. Существуют два основных вида подобных устройств. Первый — это "плоские" измерительные устройства (рис. 2а, б), к которым предъявляются следующие основные требования:

1) симметричный полет ударника; в момент подлета к мишени отклонение от плоскости не должно превышать 0,1–0,3 мм;

2) целостность пластины в полете, т.е. отсутствие в ней трещин, расслоений, отколов;

3) обеспечение стационарности ударной волны в исследуемых образцах в течение всего времени регистрации;

4) стабильность для данного устройства ("заряда") его ударно-волновых характеристик, в частности скорости ударника.

Этим требованиям отвечают как плоские "контактные" [9] системы (рис. 2а), так и "пушки" — устройства, в которых ударником служит алюминиевая (толщиной 2–

5 мм в разных вариантах устройств) или железная (Ст.3) пластина (толщиной 1–2,2 мм), разгоняемая до максимальных скоростей в $6,5 \text{ км с}^{-1}$ [10, 11] (рис. 2б). Значительно большие скорости ударников получены на устройствах с использованием сферической геометрии [1] (рис. 2в). В этом случае полусферический заряд ВВ одновременно инициируется по поверхности специальной линзовой системой. Продукты взрыва пересжатой детонационной волны, расширяясь в воздушный зазор, разгоняют стальную оболочку-ударник. Ее скорость по мере схождения к центру системы непрерывно возрастает. В современных измерительных устройствах со сферической геометрией (зарядах МЗ) скорость оболочки изменяется от $W = 7,2 \text{ км с}^{-1}$ (на "высоких" радиусах) до 23 км с^{-1} вблизи центра устройства. Уместен вопрос: возможно ли в лабораторных условиях на взрывных устройствах дальнейшее увеличение скоростей ударников, а следовательно, давлений? В принципе, ответ должен быть положительным. Действительно, увеличение веса, а следовательно, размеров заряда, использование более мощных ВВ и некоторые другие усовершенствования могут повысить предельные значения параметров для таких систем. Согласно оценкам увеличение реально может составить $\sim 20\%$ от существующих значений. Ясно, что никаких принципиально новых результатов при этом получить нельзя. Вместе с тем затраты, необходимые для создания такой измерительной суперсистемы, будут настолько превышать выигрыш от полученных на ней результатов, что ее разработка становится нецелесообразной. Таким образом, мы достигли предельных возможностей лабораторных систем получения высоких давлений с использованием ВВ.

Естественно, что от того, насколько стабильны характеристики измерительных устройств, во многом зависит и точность регистрации параметров сжатия исследуемых веществ. Создать идеальные устройства, обеспечивающие необходимую воспроизводимость их ударно-волновых характеристик, практически нельзя — слишком много факторов влияет на конечные результаты. Но существуют некоторые общие требования, сводящие погрешность регистрации к минимуму. К ним относятся постоянство физических характеристик ВВ (достигается строгим контролем за компонентным составом исходного смесового ВВ), соблюдение принятой технологии изготовления деталей, входящих в состав измерительных устройств, тщательное выполнение сборочных работ и т.п.

Однако даже при соблюдении этих мер погрешность в регистрации скоростей имеется. Для ее уменьшения на каждом измерительном заряде, как правило, проводится несколько (3–6) отдельных опытов при 6–8 независимых временных регистрациях в каждом из них; их результаты усредняются. Конечная погрешность определения волновых (и массовых) скоростей составляет 1–2% (в зависимости от величины скорости и числа опытов на данном измерительном устройстве).

Как уже говорилось, параметры измерительных устройств находятся по методу "торможения" в независимых экспериментах, поэтому все существующие измерительные заряды (а их разработано около 50) имеют свои аттестационные характеристики параметров. При регистрации кинематических параметров в наших работах, как правило, используется электроконтактная мето-

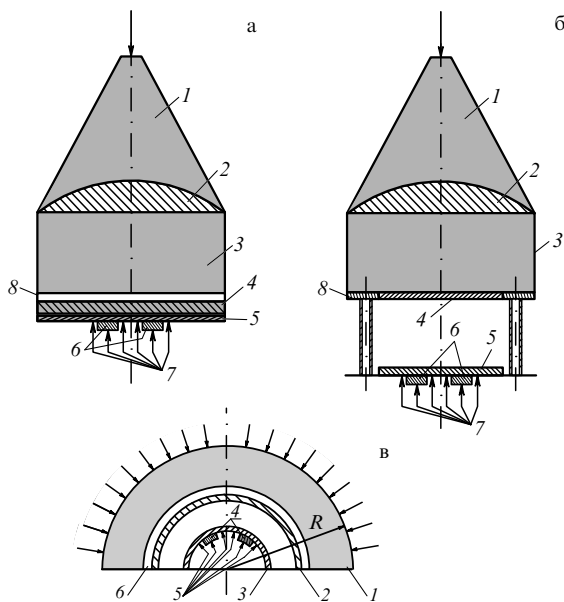


Рис. 2. (а) "Плоское (контактное)" измерительное устройство: 1 — линзовый заряд ВВ, преобразующий расходящуюся детонационную волну в плоскую, 2 — преобразующая линза, 3 — основной заряд ВВ, 4, 5 — металлические экраны, 6 — исследуемые образцы, 7 — электроконтактные датчики, 8 — воздушный промежуток. (б) "Пушка": 1–3, 5–7 — то же, что и на рис. 2а, 4 — ударник (Al), 8 — "подпорное" кольцо (Fe). (в) Заряд МЗ: 1 — полусферический заряд ВВ, 2 — оболочка-ударник (Fe), 3 — экран, 4 — образцы, 5 — электроконтактные датчики, 6 — воздушный промежуток.

дика с записью интервалов времен на осциллографических или цифровых регистраторах с погрешностью ± 5 нс; некоторые данные получены с использованием фотохронографического способа регистраций.

В настоящее время в работах отечественных и зарубежных ученых исследована ударная сжимаемость огромного числа веществ: большинства элементов периодической системы, многих классов естественных и искусственных соединений, органических веществ и т.д. Мы не ставим целью (практически это и невозможно) дать полное описание результатов экспериментов. Поэтому будут рассмотрены "усредненные" данные по адиабатам типичных представителей исследованных классов веществ, а главное внимание уделено их особенностям.

Первыми объектами исследований в лабораториях стали металлы, которые использовались в первых конструкциях ядерных зарядов, — уран, железо, алюминий и др. В дальнейшем необходимость исследования свойств металлов не только не уменьшилась, но и возросла. Это было связано с увеличивающейся их "номенклатурой" в новых конструкциях зарядов и с другими обстоятельствами, в частности с тем, что элементы (металлы) представляют собой наиболее простой и, вместе с тем, разнообразный тип веществ, для которых было наиболее просто и целесообразно разработать модели их поведения при динамических воздействиях. Исследованиям металлов в обзоре уделено основное внимание. Рассмотрены результаты исследований ударного сжатия обычных, с нормальными исходными состояниями и пористых металлов, т.е. металлов с пониженной исходной плотностью, а также расплавленных и охлажденных металлов.

В последующих разделах обсуждаются закономерности сжатия металлических сплавов, гидридов, карбидов и нитридов металлов, галогенидов, оксидов, кислородных солей, минералов и горных пород, органических соединений. Последний раздел относится к исследованиям жидкостей: представлены результаты измерений сжимаемости воды, водных растворов некоторых солей и большой группы органических соединений (спирты, ангидриды, кислоты и т.п.). Главное внимание в обзоре уделено результатам, полученным в России, в основном, в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ — ВНИИЭФ), поскольку подавляющее большинство экспериментов в этом направлении выполнено именно во ВНИИЭФ. В тех случаях, когда для полноты рассмотрения вопросов необходимы данные других исследователей, они привлекаются с указанием соответствующих источников.

4. Ударно-волновое сжатие элементов

Как уже говорилось, систематизацию ударных адиабат элементов по их характерным признакам целесообразно проводить в $D-U$ -координатах. Соответствующий анализ впервые сделан в [12]. В дальнейшем банк экспериментальных данных существенно пополнился, в основном, за счет результатов измерений при подземных ядерных взрывах, расширения диапазона исследованных давлений (для некоторых металлов примерно в 2 раза) в лабораторных условиях, получения новых данных по ударному сжатию неметаллических элемен-

тов. Это позволило уточнить классификацию элементов [13], дав количественные оценки переходных зон от одной группы элементов к другой (в $D-U$ -плоскости). Всего к настоящему времени российскими исследователями изучено 65 элементов периодической системы. Полученные в лабораторных условиях максимальные значения давлений составляют: для железа 1800 ГПа, алюминия 1000 ГПа, тантала 2500 ГПа, молибдена 2100 ГПа, более 10 металлов исследованы до 1000 ГПа, остальные — от 10 (сера) до 500 ГПа (вольфрам).

Прежде чем перейти непосредственно к классификации ударных адиабат, отметим один их общий признак: в широких диапазонах $D(U)$ -зависимостей адиабаты соответствуют прямым (или близким к прямым) линиям. В чем причина подобного поведения адиабат, до конца не ясно, однако сам по себе такой факт широко известен. Реально, особенно при сравнительно небольших скоростях, существуют различные "возмущения" на линейных зависимостях, связанные с физическими процессами, происходящими при сжатии металла: перестройками кристаллических решеток, плавлением, электронными переходами и т.п. Эти процессы приводят к тем или иным отклонениям от линейности $D(U)$ -зависимостей, которые и являются основными признаками отличий адиабат разных элементов при их классификации. Но в целом, это замечательное свойство — линейности адиабат сохраняется в достаточно широких диапазонах изменения кинематических параметров не только элементов, но и других рассматриваемых веществ.

Второе замечание относится к наклону адиабат D'_U . При терапаскальных (≥ 1000 ГПа) давлениях этот наклон в соответствии с рядом модельных представлений составляет единую для всех элементов величину $D'_U \approx 1,2-1,3$. В экспериментальной области, при значительно меньших давлениях, наклон адиабат у разных металлов изменяется от 1,1 до 1,9. На конкретных примерах в обзоре не только показана тенденция изменения наклонов адиабат относительно теоретической величины, но в ряде случаев приведены параметры переходной зоны. На рисунке 3 показаны адиабаты Мо и Та — двух представителей "линейных" металлов. Адиабаты этих, а также шести других металлов (W, Mg, Na и, по-видимому, K, Nb и V) представляют собой прямые линии и уже в области давлений, достигаемых в условиях лабораторных исследований, имеют наклон, совпадающий с теоретическим. Отметим, что адиабаты V и Nb могут быть аппроксимированы, как это и сделано в [12], двумя пересекающимися прямыми. Однако учитывая реальную точность экспериментов при максимальных ударно-волновых параметрах (полусферические заряды), предпочтение следует отдать единому линейному описанию [13]. Эти металлы мы отнесем к первой группе. Экспериментальные данные для них соответствуют линейной аппроксимации во всем исследованном диапазоне скоростей:

$$D = C_0 + a_1 U,$$

где $a_1 = D'_U > 0$, $[U] = \text{км с}^{-1}$.

Для V наклон $a_1 = 1,23$; для Мо, W, Nb, Mg — $a_1 = 1,25$; для K — 1,17; для Na — 1,27; для Та — 1,31. Нельзя, по-видимому, полностью исключить возможность небольшого изменения наклона при давлениях более 2500 ГПа для Та и 150 ГПа для K, однако больших изменений здесь вряд ли можно ожидать.

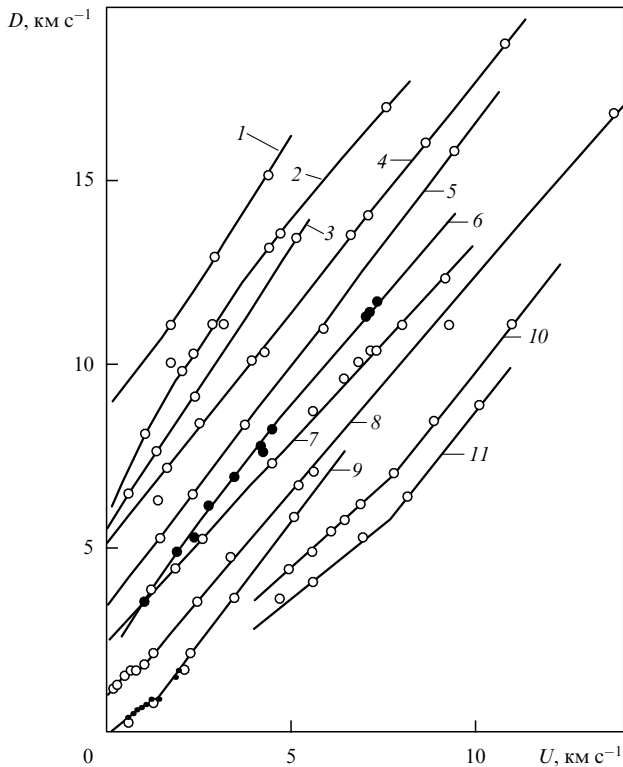


Рис. 3. $D-U$ -диаграмма металлов различных групп (○, ● — экспериментальные точки): 1 — Co ($D+4$), 2 — Cd ($D+4$), 3 — Ga ($D+3$), 4 — Mo, 5 — Ta, 6 — Pb, 7 — Li ($D-2$), 8 — Ti ($D-4$), 9 — Zr ($D-4$), 10 — Ca ($U-4$), 11 — Sc ($D-2$, $U-4$).

Ко второй группе отнесены металлы, которые также имеют линейное $D(U)$ -соотношение, но величина a_1 заметно отличается от теоретических значений наклона. К таким металлам относятся следующие восемь элементов:

$$\text{Li} (a_1 = 1,07), \quad \text{Be} (a_1 = 1,13), \\ \text{Re}, \text{Ba} (a_1 = 1,36), \quad \text{Ir}, \text{Au}, \text{Ca} (a_1 = 1,5-1,56),$$

из которых два (Li и Be) имеют $a_1 < 1,25$, и следует ожидать небольшого увеличения наклона их адиабат. Это должно произойти при больших кинематических параметрах, чем полученные экспериментально в настоящее время. У остальных металлов это изменение имеет "другой знак", т.е. наклон их адиабат должен уменьшиться. Адиабаты Li и Ir также приведены на рис. 3.

Следующие 15 элементов (третий тип адиабат) имеют параболические $D(U)$ -соотношения и отрицательные коэффициенты a_2 :

$$D = C_0 + a_1 U - a_2 U^2.$$

К ним относятся:

$$\text{Al} (a_1 = 1,36), \quad \text{Cu} (a_1 = 1,50), \quad \text{Cd} (a_1 = 1,76), \\ \text{Pb} (a_1 = 1,6), \quad \text{Cr} (a_1 = 1,56), \quad \text{Ni} (a_1 = 1,63), \\ \text{Ag} (a_1 = 1,73), \quad \text{Zn} (a_1 = 1,61), \quad \text{Pd} (a_1 = 1,7), \\ \text{Pt} (a_1 = 1,56), \quad \text{In} (a_1 = 1,6), \quad \text{Tl} (a_1 = 1,6), \\ \text{Sn} (a_1 = 1,69), \quad \text{Cs} (a_1 = 1,58), \quad \text{Ce} (a_1 = 1,94).$$

Величина a_2 изменяется в диапазоне от 6×10^{-2} до $6 \times 10^{-3} \text{ с км}^{-1}$.

Все металлы имеют начальные наклоны $D'_U > 1,25$, что свидетельствует о тенденции адиабат к уменьшению наклонов по мере роста кинематических параметров. Для некоторых металлов этой группы переход к предельным наклонам ($a_1 = 1,25$) наблюдается уже в диапазоне лабораторных измерений. Это иллюстрируется рис. 4, на котором представлены данные, полученные для меди, кадмия, свинца, никеля и цинка. Наглядно видно, как параболические зависимости переходят при больших скоростях в линейные и близки по наклону. Критические значения волновых скоростей, характеризующие переход к единому наклону $D'_U = 1,2-1,3$, лежат в сравнительно узком интервале изменения волновых скоростей — от 10 км с^{-1} (алюминий) до 12 км с^{-1} (железо). (Напомним, что "линейные" металлы, отнесенные нами к первой группе, во всем исследованном интервале $D(U)$ -зависимостей имеют предельный наклон.)

Что означает выравнивание наклонов ударных адиабат? Логично допустить, что оно связано с установлением неких общих, единых характеристик сжатых металлов. Как показывает анализ данных, такой характеристикой является атомный объем сжатых элементов $V_{\text{ат}} = A/\rho$. Действительно, при давлениях $P > 1-3 \text{ ТПа}$ все элементы независимо от их порядкового номера в

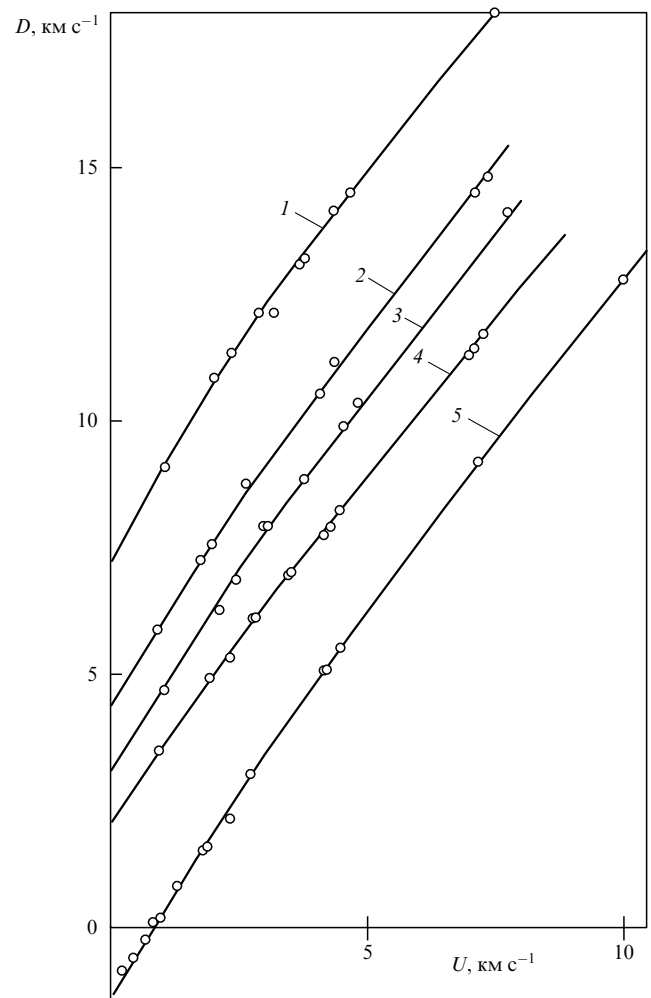


Рис. 4. $D-U$ -диаграмма: 1 — Cd ($D+5$), 2 — Ni, 3 — Zn, 4 — Pb, 5 — Cu ($D-5$).

периодической системе, характеризуются примерно одинаковым $V_{ат} \approx 5 \times 10^3 \text{ нм}^3$.

Вернемся к классификации ударных адиабат. Два металла, Co и Rh, составляют небольшую отдельную четвертую группу элементов. Они имеют параболические $D(U)$ -зависимости (см. рис. 3), но с положительным коэффициентом a_2 (парабола, вогнутая вниз). Но если для Rh допустимо и линейное описание с $a_1 = 1,52$ (вторая группа элементов), то для Co единственным описанием является парабола с $a_2 > 0$. Причина такого "выпадения" Co из общей классификации ударных адиабат металлов не ясна.

Оставшиеся элементы характеризуются "негладкими" адиабатами. Из них пятую группу составляют те, при сжатии которых происходят фазовые переходы первого рода с перестройкой их первоначальных структур к более плотным, а именно Fe, Bi, Ti, Sn, Zr, Hf, Eu. Ударные адиабаты этих металлов (см. рис. 3) представлены тремя участками: первый отвечает сжатию исходной фазы, второй (горизонтальный) соответствует смеси исходной и высокоплотной фаз, третий — сжатию плотной фазы. Наиболее известным и изученным переходом подобного рода является $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращение в железе. По ряду причин, в том числе и по причине, что железо — эталонный "стандартный" металл, изучению его ударной сжимаемости было уделено особое внимание в работах многочисленных исследователей в России и за рубежом.

В соответствии с [14] для α -фазы Fe (первая ветвь, низкие давления)

$$D = 4,63 + 1,33U.$$

При $D = 5,06 \text{ км с}^{-1}$ ($U = 0,322 \text{ км с}^{-1}$) начинается $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращение. Оно отвечает давлению 12,8 ГПа. Конец превращения наступает при $U_2 = 0,86 \text{ км с}^{-1}$ и $P_2 = 34 \text{ ГПа}$. При больших параметрах реализуются состояния, отвечающие плотной ϵ -фазе. В [1] приведены совокупные данные по сжатию железа на плоских и сферических устройствах, а также в условиях сильных ударных волн подземных ядерных взрывов. Совокупность данных представлена следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} D &= 3,664 + 1,79U - 0,034U^2, & 1,4 < U < 8, \\ D &= 5,869 + 1,239U + 0,00017U^2, & 8 < U < 22, \\ D &= 6,982 + 1,190U + 0,00011U^2, & 22 < U, \end{aligned}$$

где скорость U измеряется в единицах км с^{-1} . В точках сопряжения здесь выполняется условие равенства волновых скоростей и их производных.

Последнюю, шестую, группу составляют следующие 17 элементов: Rb, Ca, Sr, Sc, Y, La и 11 редкоземельных элементов 6-го периода периодической таблицы. Их характерным признаком является наличие двух участков адиабат: первого, пологого, с наклоном $a_1 = 0,7-1,0$ и второго, крутого, с $a_1 = 1,2-1,7$. Первый участок соответствует линейной $D(U)$ -зависимости; второй — как линейной, так и параболической. За исключением Rb, относящегося к I группе 5-го периода периодической системы, остальные пять (из перечисленных) элементов расположены во II и III группе двух периодов — 4-го и 5-го. К 6-му периоду относятся 11 исследованных лантаноидов (из 14). Данные по Rb из всех отнесенных в [12] к 4 УФН, т. 171, № 4

этой группе металлов наименее представительны и допускают в пределах ошибок эксперимента линейное описание с $a_1 = 1,27$.

При анализе результатов исследования металлов шестой группы обращает на себя внимание, что у многих из них адиабаты не носят характера явно выраженных двух пересекающихся линий. Четкие изломы имеются у адиабат Ca, Sc, Y, Lu, Yb, Tu. Что касается остальных металлов, то их экспериментальные зависимости наряду с рассматриваемым представлением в виде двух пересекающихся линий допускают описание эксперимента и в параболической форме с положительным коэффициентом a_2 .

Сравнивая эти два представления, следует все же отдать предпочтение первому, т.е. представлению результатов эксперимента в виде двух пересекающихся линий. Это обусловлено тем, что данные элементы обладают близкими оболочечными структурами, адиабаты некоторых из них имеют явно выраженные изломы, а $D(U)$ -представления у других допускают возможность подобной трактовки. Первые, пологие, участки адиабат (см. рис. 3) малого наклона соответствуют сильно сжимаемым состояниям: в критических точках излома адиабаты переходят в крутые мало сжимаемые участки. Такая конфигурация адиабат определяется [15, 16] электронной структурой этих элементов, характеризующихся незаполненными S-уровнями и возможностью перераспределения электронов при сжатии — переходом внешних S-электронов на внутренние d-уровни. Такой переход сопровождается сильной сжимаемостью "пустых" S-оболочек. В результате образуются замкнутые внутренние конфигурации, которые характеризуются существенно меньшей сжимаемостью. Смена пологих ветви адиабаты крутой ветвью соответствует завершению этих переходных процессов.

В [17] изломы ударных адиабат связывались с плавлением этих металлов в ударных волнах. Как, однако, показано в [12], такая трактовка не оправдана и, по видимому, основана на случайном совпадении давлений плавления с давлениями излома на ударных адиабатах. К тому же результаты исследований десятков различных веществ и, прежде всего, элементов показывают, что наклоны ударных адиабат в $D-U$ -координатах при переходе от твердых к жидким состояниям практически не меняются. Изменения происходят лишь непосредственно в области плавления, но они, как правило, не регистрируются в динамических экспериментах.

Заканчивая рассмотрение ударных адиабат элементов, отметим следующее обстоятельство: коэффициенты C_0 в $D(U)$ -зависимостях чаще всего при $U = 0$ близки к значениям скоростей звука, найденным из величин изэнтропических модулей объемного сжатия $K_{s_0} = \rho_0 C_0'^2$. Анализ погрешностей определения K_{s_0} показывает [12], что, в целом, значения C_0 лежат в пределах возможных неточностей определения K_{s_0} . Константа a_1 выражается через производную модуля объемного сжатия при $P = 0$ как

$$a_1 = \frac{1}{4[(dK_s/dP)_{s_0} + 1]}.$$

Более сложной зависимостью может быть представлена константа a_2 .

Такова классификация ударных адиабат элементов. В какой-то мере она условна, что связано в ряде случаев с

малым числом экспериментальных данных, которые не позволяют надежно отнестись анализируемую адиабату к тому или иному виду.

В заключение сравним сжимаемость металлов различных групп периодической системы. В качестве примера на рис. 5 в координатах давление — сжатие ($\sigma = \rho/\rho_0$) представлены динамические адиабаты металлов трех больших периодов периодической системы. Обращает на себя внимание, прежде всего, разница в сжатии щелочных и переходных металлов. Так, при 100 ГПа сжатие калия (4-й период) составляет примерно 3,5, тогда как у никеля, переходного металла того же периода, $\sigma = 1,3$, т.е. в 2,7 раза меньше. В 2,9 раза сжатие цезия превосходит сжатие иридия (при $P = 50$ ГПа) — элементов также одного (6-го) периода. Представляется, что причиной этого является структура металлов: с одной стороны, "рыхлые" металлы с легко сжимаемой S-оболочкой и единственным на ней электроном, слабо связанным с ядром, и с другой — "плотноупакованные" переходные металлы с заполненными электронными уровнями.

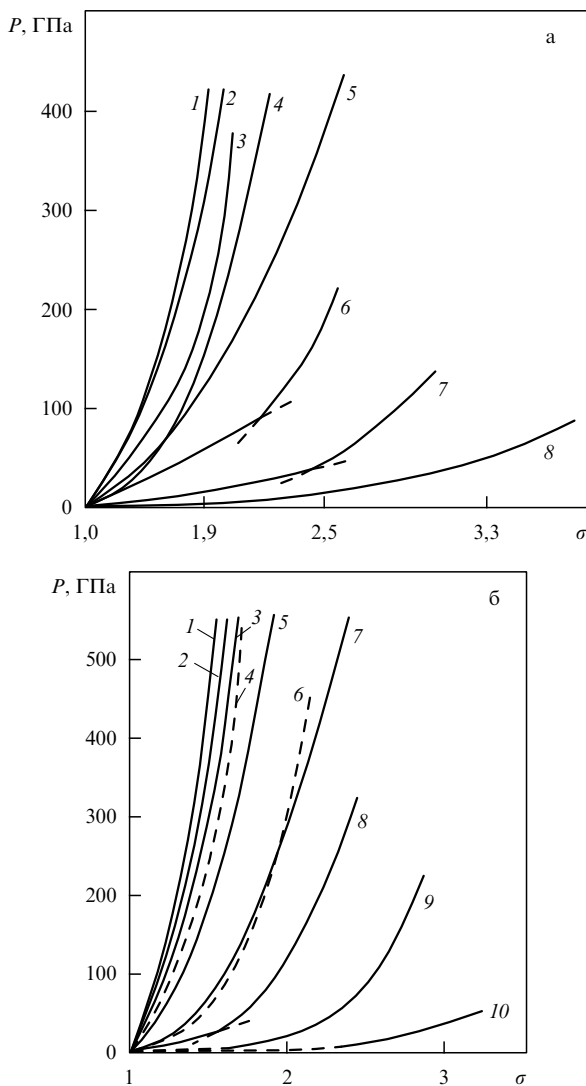


Рис. 5. Сравнительная сжимаемость металлов 4-го и 6-го периодов периодической таблицы: (а) 1 — Ni, 2 — Cr, 3 — V, 4 — Zn, 5 — Ti, 6 — Sc, 7 — Ca, 8 — K; (б) 1 — Yr, 2 — Re, 3 — W, 4 — Au, 5 — Ta, 6 — Tl, 7 — Pb, 8 — La, 9 — Bi, 10 — Cs.

5. Сжатие расплавленных и переохлажденных металлов

До сих пор мы рассматривали сжатие металлов, находящихся в исходном состоянии при нормальных температурах. Ниже приведены результаты исследования легкоплавких металлов, первоначально нагретых до нескольких сот градусов, которые при этих температурах находятся в жидком состоянии.

Целью, стоявшей перед исследователями [18], было сравнить положение ударных адиабат металлов с различными исходными состояниями — твердым и жидким. Возможно, со временем путем изменения исходного фазового состояния удастся регулировать положение адиабат на P - T -диаграммах, т.е. "управлять" фазовыми переходами в веществах. Те же цели преследовались в опытах с охлаждением образцов Bi до $T = -185^\circ\text{C}$. Нагревание исследуемых образцов осуществлялось с помощью проволоки накаливания, а охлаждение — помещением всего экспериментального устройства в кювету с жидким азотом. При начальной температуре $+400^\circ\text{C}$ (в расплавленном состоянии) исследовано ударное сжатие Bi, Cd, Pb, Sn, Zn (для Zn начальная температура составляла $+450^\circ\text{C}$). Для Bi получены также данные при охлаждении образцов до температуры -185°C . Результаты опытов представлены на рис. 6, где они сопоставлены с "нормальными" ударными адиабатами этих металлов ($P = 0$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $\rho = \rho_0$).

В целом видно соответствие адиабат ("горячей" и "нормальной") друг другу; каждая из них (при $U = 0$) отвечает своему значению объемной скорости звука. За исключением Bi, "горячие" адиабаты расположены ниже "нормальных" адиабат своих металлов и имеют больший наклон D'_U . С ростом скорости ударной волны адиабаты сближаются и в районе некоторых $D_{кр}$ либо сливаются в одну линию (Bi и Zn), либо их разность становится настолько малой, что не выходит за границы взаимных погрешностей экспериментов. Начиная с этих же $D_{кр}$, выравниваются и наклоны адиабат. Это может служить указанием на "выравнивание" и фазового состава металлов, т.е. указанием на плавление металлов на "нормальной" адиабате при соответствующих $D_{кр}$. С этой позиции более тщательно проанализированы подробные данные динамических измерений по "нормальным" металлам из [19]. На рисунке 6 приведены экспериментальные данные по ударной адиабате Sn. Видно достаточно сложное "строение" "нормальной" адиабаты этого металла, где при $D \approx 4,7$ км с⁻¹ неоднократно меняются ее наклоны. В этот же интервал скоростей входит и критическая волновая скорость олова $D_{кр} \approx 4,6$ км с⁻¹. Нельзя исключить, что такие изменения (и совпадения) связаны с плавлением олова на "нормальной" адиабате. Такая же ситуация имеет место и для трех адиабат Bi. В точке $D_{кр} \approx 3,5$ км с⁻¹, $U_{кр} \approx 1,2$ км с⁻¹ все три адиабаты имеют близкие параметры и наклоны, что также может свидетельствовать о тождественности их состояний. Оценки давлений, при которых происходит плавление металлов, проведенные для критических параметров D и U , неплохо соответствуют величинам давлений, полученным для этих же параметров по современным уравнениям состояния [20].

Заканчивая этот раздел, подчеркнем, что высказанные соображения о плавлении при ударном сжатии носят качественный характер. Окончательные выводы могут

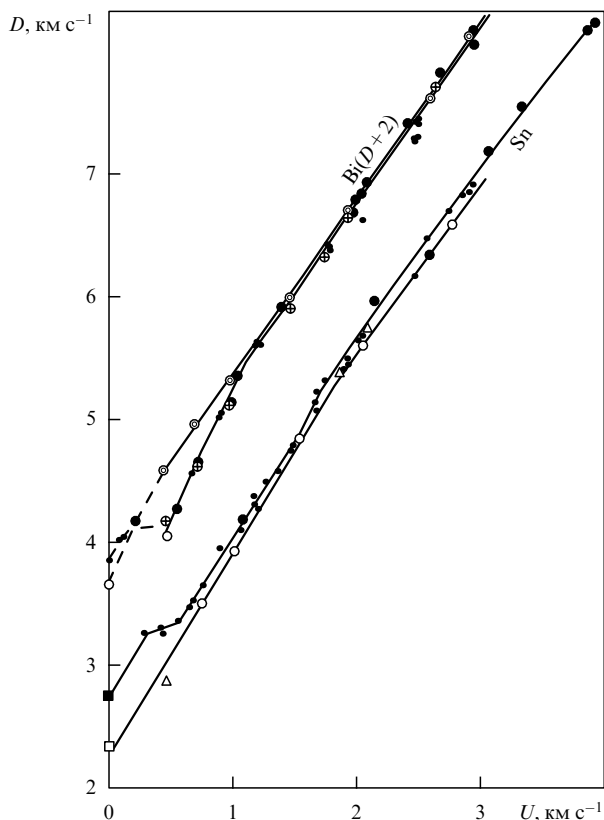


Рис. 6. Сопоставление "нормальных" ($T = 20^\circ\text{C}$, $\rho = \rho_0$) и "горячих" ($T \approx 400^\circ\text{C}$) адиабат (для Bi приведена также "холодная" адиабата) (при начальной температуре образцов -180°C): \bullet , \circ — экспериментальные данные для "нормальных" адиабат (\bullet — по [19]), Δ , \odot , \circ — экспериментальные данные для "горячих" адиабат, \oplus — экспериментальные данные для "холодной" адиабаты.

быть сделаны только после выполнения прецизионных и близких к непрерывным регистраций кинематических параметров ударных волн.

6. Ударное сжатие пористых металлов. Некоторые модели уравнений состояния

Во многих случаях для построения уравнений состояния веществ, в частности металлов, требуется знание термодинамических величин не только вблизи ударной адиабаты "сплошного" вещества, но и в существенно более широком диапазоне плотностей и температур. Сведения о термодинамике высокотемпературных состояний получают в исследованиях ударного сжатия пористых веществ, т.е. таких, в которых в исходном состоянии отдельные частички сплошного вещества с нормальной плотностью ρ_0 разделены промежутками воздуха (или вакуума). В этом случае средняя плотность пористого образца $\rho_{00} = \rho_0/m$, где m — степень пористости. Проводя измерения ударного сжатия при различных m , можно заполнить кривыми значительную область P - ρ -диаграммы от адиабаты сплошного вещества ($m = 1$) до адиабат, расположенных (для больших m) при существенно меньших плотностях. Эффект уменьшения плотности при ударном сжатии пористого вещества связан с тепловыми процессами. Действительно (рис. 7), при заданном давлении P_{Γ_1} тепловая энергия при сжатии пористого вещества $E'_T = E_{\Gamma_n} - E_x = 0,5P_{\Gamma_1}(V_{00} - V_n) - E_x$

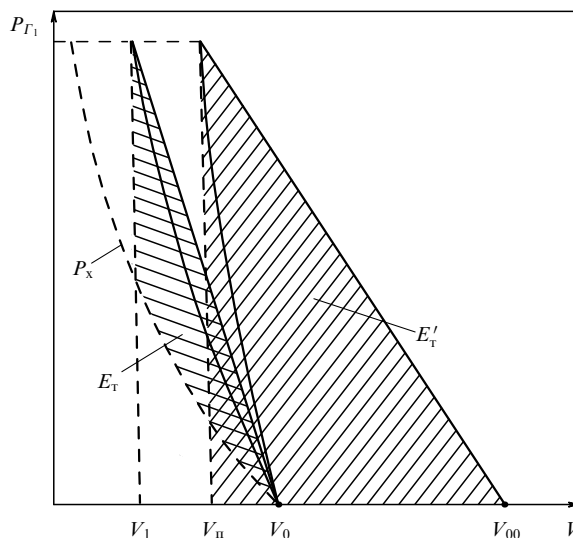


Рис. 7. P - V -диаграмма сжатия "сплошного" и "пористого" вещества.

существенно превосходит тепловую энергию сжатия сплошного вещества $E_T = 0,5P_{\Gamma_1}(V_0 - V_1) - E_x$.

Здесь $V = 1/\rho$ — удельный объем, индекс "х" относится к изотерме "холодного" ($T = 0\text{ K}$) сжатия. Следствием соотношения $E'_T \gg E_T$ (см. заштрихованные площади) являются и большие температуры ударного сжатия пористого вещества по сравнению с температурами сплошного. Естественно, что с увеличением пористости температура (при заданном давлении) также повышается. Рост температуры препятствует сжатию, и при некоторых ее значениях может реализоваться ситуация, когда с ростом давлений плотность сжатого вещества не только не увеличивается, но даже уменьшается. Чем больше V_{00} , тем больше (для $P = \text{const}$) удельный объем ударно сжатого вещества (в P - ρ -координатах ситуация обратная: чем меньше ρ_{00} , тем меньше плотность ударного сжатия).

Первыми работами, в которых подробно изучалось сжатие пористых металлов, были исследования вольфрама ($m \leq 4$, мегабарный диапазон давлений) [21] и четырех металлов: Cu, Al, Ni и Pb ($m \leq 4$, диапазон давлений увеличен в 2 раза) [22]. В [21] было впервые обнаружено парадоксальное явление, о котором мы уже упоминали, когда при высоких, мегабарных, давлениях плотность сжатого пористого вольфрама не только не увеличивалась, но даже уменьшалась! В последующем цикле работ [23–25] была существенно увеличена пористость образцов (до $m = 20$, отдельные эксперименты на Ni выполнены при $m = 28$), расширен диапазон исследуемых давлений (как в меньшую сторону — до единиц гигапаскалей, так и в большую — до единиц терапаскалей), увеличено число исследованных веществ (в том числе металлов).

Прежде чем перейти к рассмотрению экспериментальных данных по сжатию пористых веществ, отметим, что в процессе исследований выполнялись специальные методические опыты по выяснению возможного влияния различных факторов на регистрируемые параметры ударных волн. С этой целью в отдельных сериях опытов (выполненных для $m \approx 5-7$) варьировались:

- размеры частиц порошков (от 1 до 100 мкм),
- влажность порошка (от естественной до нулевой),
- толщина образцов (от единиц до десятков (~ 80) миллиметров),
- наличие воздуха между частицами.

Показано, что заметного влияния перечисленных факторов на скорость ударной волны нет. Это дало основание считать реализуемые в опытах ударно-волновые режимы близкими к равновесным состояниям, что позволило свести проведение экспериментов к стандартной постановке (см. рис. 2) и существенно упростить интерпретацию экспериментальных данных.

Измерения сжатия были проведены для 15 пористых металлов: Al, Mg, Mo, Fe, Cu, Cr, Ta, Ni, Pb, Sn, Bi, Co, Ti, W, Zn. Кроме этого исследовались пористые алмаз, графит, лед и снег, кальцит, кремнезем; отдельные измерения выполнены на горных породах, органических и других веществах. Из металлических элементов наиболее полно изучена сжимаемость Ni (14 "пористых" адиабат), Cu (9), Mo (8).

На рисунке 8 в качестве примера представлены данные, полученные для никеля. Это так называемые "линии одного заряда", которые показывают изменение волновых скоростей в зависимости от степени пористости, полученные в условиях одинаковых (для каждой кривой) параметров в экране измерительного устройства. Естественно, что аналогичные по характеру зависимости имеются и для других металлов. Их общим свойством является существенное изменение (вдоль "линии одного заряда") наклонов D'_m . Для небольших параметров волны в экране и малых m производная dD/dm , как правило, отрицательная (уменьшение D с ростом m). В интервале $2,0 < m < 3,0$ производная $D'_m \approx 0$. При $m > 3$ она либо становится положительной, либо остается близкой к нулю (медь, молибден). При $m < 2$ градиент уменьшения $D(m)$ зависит от интенсивности волны в экране: чем больше интенсивность, тем меньше затухание волновой скорости в пористых образцах. При достаточно больших "входных" параметрах

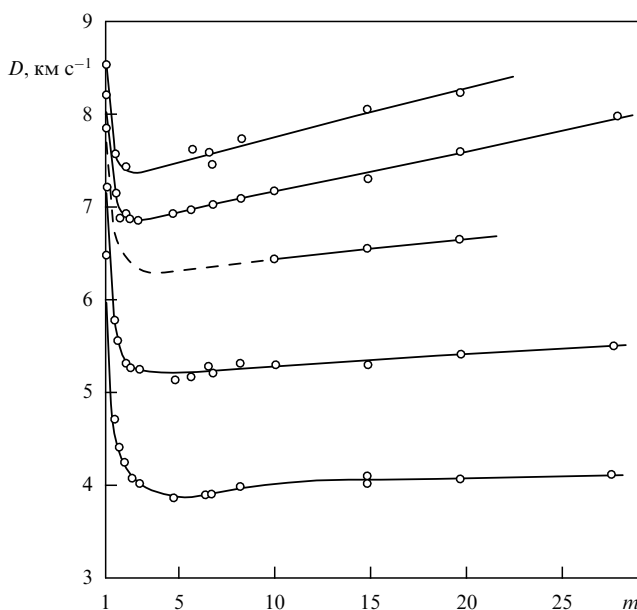


Рис. 8. D - m -диаграмма пористого никеля для разных состояний ударных волн в экранах.

скорость ударной волны может оказаться постоянной ($D'_m \approx 0$), а при еще больших интенсивностях в экране производная D'_m может стать больше 0. Зависимости $D(m)$ позволяют рассчитывать (при известных параметрах ударных волн в экранах) положение ударных адиабат для любых промежуточных значений m .

Рисунок 9 демонстрирует совокупность экспериментальных данных для адиабат пористых Ni и Cu в D - U -координатах. Экспериментальные точки на рисунках взяты из работ [11, 19, 23, 25]. Видно, в целом, удовлетворительное совпадение результатов.

Одна из главных особенностей адиабат, представленных на рисунке, состоит в том, что их начальные участки представляют собой веер расходящихся прямых (или парабол с малой кривизной). Этот "веер" адиабат центрирован к малой области $0,35 > D_0 > 0,1$ км с⁻¹. Можно предположить, что величина D_0 соответствует скорости звука в воздухе, сниженной за счет заполнения воздушного объема образцов частичками металла. Такая трактовка должна приводить к зависимости D_0 от m : при больших m величина D_0 имеет минимальное значение, при малых — максимальное.

Вторая особенность адиабат связана с выравниванием их наклонов. Если на начальном участке диаграммы наклоны D'_U сильно отличаются (наибольшие наклоны наблюдаются для малых m) друг от друга, то с ростом скорости они постепенно выравниваются, стремясь к наклону "сплошной" ($m = 1$) адиабаты. Так же, как и для нее, при больших скоростях ударной волны наклоны адиабат пористых металлов становятся равными $D'_U = 1,25$, что совпадает со значением наклона, даваемого теоретическими моделями сжатого вещества при сверхвысоких давлениях. Это иллюстрируется рис. 9б, на котором в нижней части приведены данные по Cu, полученные при максимальных параметрах ударных волн в условиях подземных ядерных взрывов.

Наконец, укажем на еще одно важное обстоятельство: полученная для никеля ударная адиабата с пористостью $m = 28$ ($\rho_{00} = 0,315$ г см⁻³) расположена в непосредственной близости от граничной линии $D = D_0 + U$, параллельной биссектрисе $D = U$. При $D \approx 3,4$ км с⁻¹ разница в U для этих прямых не превышает $0,05$ км с⁻¹! Это означает, что все адиабаты пористых металлов с $m > 30$ будут буквально впрессованы в этот интервал массовых скоростей! Поскольку точность определения U составляет при этих параметрах примерно ту же величину, что и сам интервал, дальнейшее продвижение в область $m > 28$ становится мало оправданным. Для оценок положения ударных адиабат при таких значениях m достаточно воспользоваться существующей адиабатой пористого никеля с $m = 28$ (возможно, с небольшой их корректировкой).

Рассмотрим теперь P - ρ -диаграммы металлов. На рисунке 10 приведены данные для никеля — металла, исследованного наиболее полно. Видно, что ударные адиабаты занимают значительную площадь диаграммы. При этом каждая из них характеризуется двумя участками: пологим, первым, и крутым, вторым. Последний участок в зависимости от m имеет различные наклоны. При малых m ($m < 2$) $\partial P/\partial \rho > 0$, при $m \approx 2-3$ адиабаты близки к вертикальным, при $m > 5$ они отвечают либо отрицательным, либо знакопеременным производным. Такое положение объясняется сильным изменением тепловых свойств металла, в частности измене-

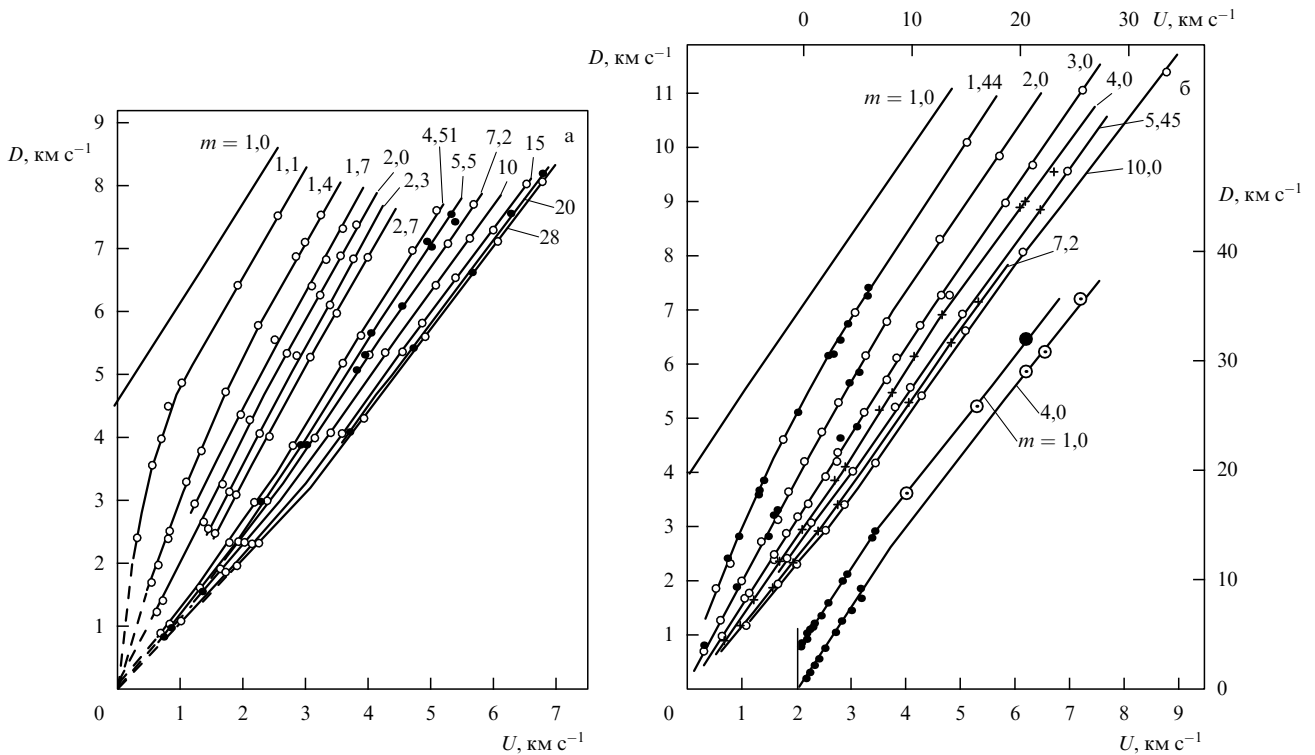


Рис. 9. (а) $D-U$ -диаграммы никеля (а) и меди (б). На рисунке (б) внизу сопоставляются лабораторные (●) данные с результатами, полученными при подземных ядерных взрывах (○ [3], ● [26]).

нием его коэффициента Грюнайзена $\gamma(E, V) = V(\partial P/\partial E)_V$ от значений, характерных для твердого состояния (как правило, $\gamma > 1$), до предельных параметров, отвечающих сильно нагретому газу ($\gamma \approx 2/3$).

В [22] показано, что изменения наклонов адиабат пористых металлов в различных областях $P-\rho$ -диаграммы непосредственно связаны с изменением значения электронного аналога коэффициента Грюнайзена γ_3 :

$$\begin{aligned} &\text{при } \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_\Gamma > 0 \text{ (в области } \rho > \rho_0) \\ &\quad \frac{\Delta P_\Gamma}{\rho \Delta E_\Gamma} = \frac{2}{m\sigma - 1} > \gamma_3, \\ &\text{при } \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_\Gamma < 0 \quad \frac{2}{m\sigma - 1} < \gamma_3, \\ &\text{при } \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_\Gamma = \infty \text{ (при } \rho \approx \rho_0) \quad \frac{2}{m\sigma - 1} = \gamma_3 \end{aligned}$$

(этой величине соответствует предельная плотность ударного сжатия).

Таким образом, уже по виду ударных адиабат в $P-\rho$ -координатах можно качественно судить об изменениях γ_3 .

Посмотрим теперь, как меняется средний коэффициент Грюнайзена $\bar{\gamma}$ вдоль адиабат в области относительно больших m . В верхней части рис. 10 приведены соответствующие данные для никеля. Главная особенность полученных зависимостей — их одинаковое асимптотическое значение в области относительно низких плотностей ($\gamma \approx 0,65$). Что касается индивидуального (для каждого m) непостоянства γ при малых давлениях, оно объясняется высокой чувствительностью производ-

ной $(\partial P/\partial E)_V$ к небольшим колебаниям параметров адиабат в области малых давлений.

Отметим, что оценка среднего значения коэффициента Грюнайзена $\bar{\gamma} = V(\Delta P/\Delta E)_V$ (ΔP и ΔE — разница давлений и энергий на двух адиабатах пористых металлов при фиксированном V) составляет для никеля сравнительно близкую величину, равную примерно 0,5. Однако такие оценки, когда из-за характера кривых сжатия не всегда находятся даже две адиабаты, имеющие общий объем, не вполне надежны. По той же причине их нельзя провести в широких диапазонах изменения ударно-волновых параметров. Поэтому в [27] предложено использовать коэффициент $\eta(P) = P(\Delta V/\Delta E)_P$. Преимущество использования этого коэффициента для описания адиабат пористых веществ вытекает непосредственно из его вида: он находится из сопоставления адиабат при $P = \text{const}$, что позволяет проводить по любым двум адиабатам любое число его определений. Коэффициенты γ и η связаны между собой следующим соотношением:

$$\eta(P) = \frac{P\gamma(\rho)}{\rho c^2 - P\gamma(\rho)},$$

где c — скорость звука. В [27] показано, что коэффициент $\eta(P)$, определенный для меди из сопоставления ударных адиабат, неплохо описывается единой зависимостью. Такое же соответствие получено и для эксперимента по кремнезему [28] и снегу [29]. С использованием уравнения состояния

$$E(P, V) - E_1(P) = \frac{P}{\eta(P)} [V - V_1(P)]$$

в этих работах удалось описать адиабаты ударного сжатия, в том числе и образцов с различной порис-

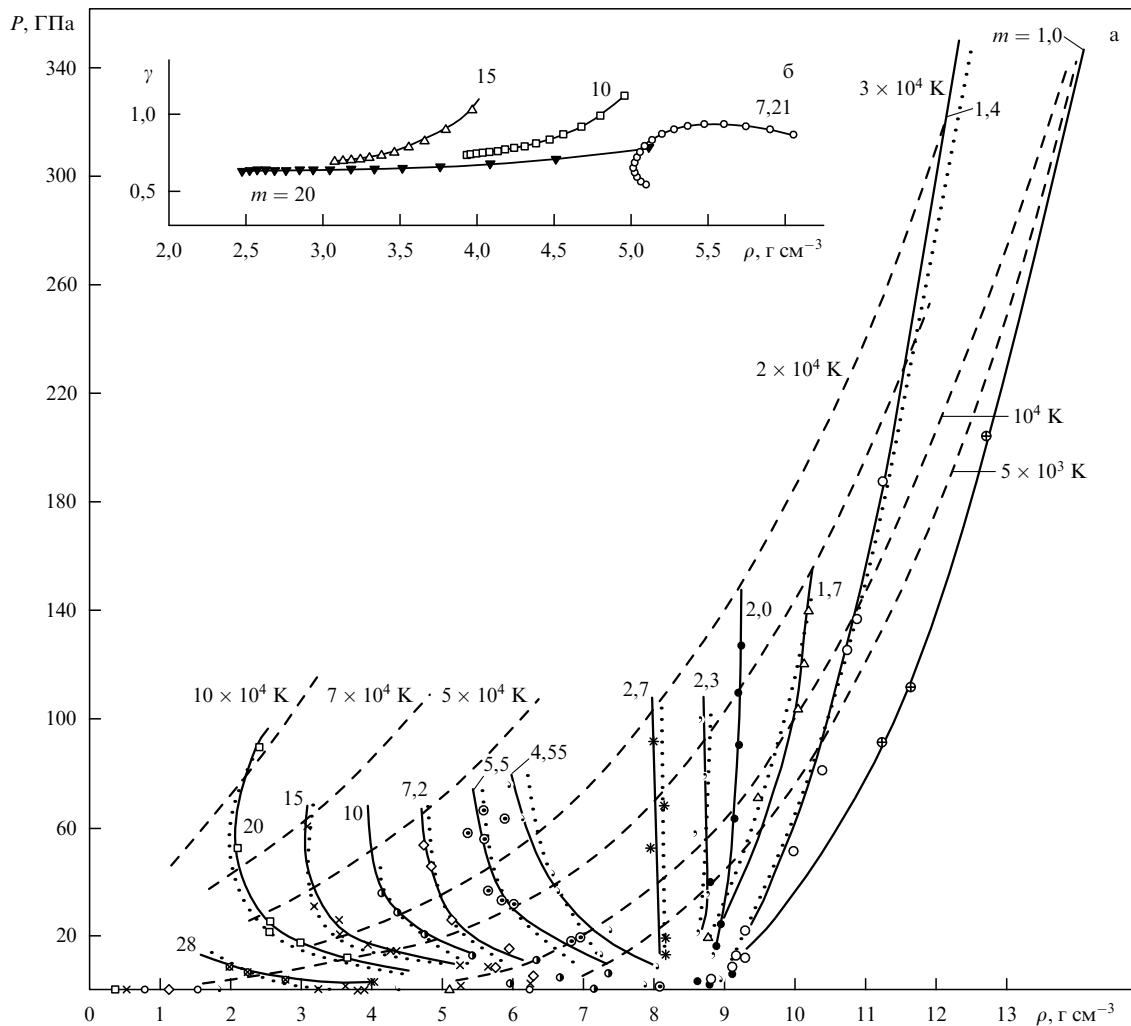


Рис. 10. (а) P - ρ -диаграмма никеля для разных m : сплошные линии — экспериментальные ударные адиабаты, точечные линии — расчетные адиабаты по [20], штриховые линии — расчетные изотермы по [20] (цифры у изотерм отвечают соответствующим температурам). (б) Зависимость $\gamma(\rho)$ на адиабатах для разных m (расчет по [20]).

тостью, на порядки различающихся по своим температурным характеристикам. Однако было ясно, что представить всю совокупность данных таким простым уравнением вряд ли удастся. Так и оказалось при анализе расчетных данных: в большинстве случаев уравнение приводит к существенно завышенным значениям начального коэффициента Грюнайзена (а следовательно, к неправильной передаче соотношений между тепловыми составляющими давлений и энергий) и не дает правильной асимптотики при переходе к предельным состояниям. Кроме того, не всегда и не в должной мере выполняется условие независимости коэффициента η от других параметров, помимо давления. Так, определение этого коэффициента из данных по ударному сжатию титана [30] не привело к единой зависимости $\eta(P)$. Другими словами, использование этого уравнения ограничено, в основном, областью состояний, отвечающих большим давлениям и плотностям. Поэтому, когда речь идет об описании термодинамических параметров вещества в широких диапазонах их изменения, следует использовать другие, более сложные и более информативные полуэмпирические уравнения состояния. Мы рассмотрим здесь два таких уравнения.

В первом случае уравнение состояния записывается в форме трехчлена [10]:

$$P(\rho, T) = P_x(\rho) + P_{\text{ТР}}(\rho, T) + P_{\text{ТЭ}}(\rho, T),$$

$$E(\rho, T) = E_x(\rho) + E_{\text{ТР}}(\rho, T) + E_{\text{ТЭ}}(\rho, T).$$

Первые члены уравнений, $P_x(\rho)$ и $E_x(\rho)$, характеризуют упругое взаимодействие атомов при температуре $T = 0$ К; вторые и третьи связаны с тепловыми колебаниями соответственно атомов и электронов:

$$E_x(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} P_x(\rho) \frac{d\rho}{\rho^2}; \quad E_{\text{ТР}} = C_V T D\left(\frac{\Theta}{T}\right);$$

$$P_{\text{ТР}} = \rho \gamma_p C_V T D\left(\frac{\Theta}{T}\right); \quad E_{\text{ТЭ}} = 0,5 \beta T^2;$$

$$P_{\text{ТЭ}} = 0,5 \rho \gamma_e \beta T^2; \quad \gamma_e = \frac{d \ln \beta}{d \ln \rho}.$$

Здесь P — давление, ρ — плотность, $E(\rho, T)$ — удельная внутренняя энергия, $E_x(\rho)$ — "холодная" энергия (при $T = 0$ К), T — абсолютная температура, C_V — теплоемкость решетки (для сравнительно малых температур $C_V = 3R/A$, R — газовая постоянная, A — атомная масса), $D(\Theta/T)$ — функция Дебая, γ_e — коэффициент

Грюнайзена для электронов, β — коэффициент электронной теплоемкости.

Оценки показывают, что температуры ударного сжатия при мегабарных давлениях даже на "сплошных" адиабатах, как правило, превосходят температуры плавления металла. Тем более это относится к температурам на адиабатах пористых веществ, где разогревы существенно больше. Говорить в этом случае об использовании твердотельных моделей для описания свойств веществ не приходится. Здесь необходимо учитывать температурные изменения теплоемкости решетки (от $3R$ при температурах, равных нескольким дебаевским, до $3R/2$, характерных для перегретой жидкости) и коэффициента Грюнайзена γ_p (от соответствующего значения при данной плотности и $T \approx 0$ К до $2/3$ при $T \rightarrow \infty$). Впервые подобные изменения были учтены в [22]. При этом температурные зависимости учитывались на основании анализа данных эксперимента по ударному сжатию пористых металлов. В [22] переходы теплоемкости и коэффициента Грюнайзена к предельным значениям осуществляются с помощью коэффициента

$$Z = \frac{IRT}{C_x^2},$$

$$C_V = \frac{3}{2} [1 + (1 + Z)^{-2}] R,$$

$$\lambda = \frac{2(3\gamma_p + Z)}{3(2 + Z)},$$

$$P_{\text{тр}} = \frac{RT(3\gamma_p + Z)}{(1 + Z)V} \left(V = \frac{1}{\rho} \right),$$

$$E_{\text{тр}} = \frac{3RT(2 + Z)}{2(1 + Z)}.$$

Здесь коэффициент Грюнайзена γ_p (решетки) выражается через "холодную" скорость звука C_x :

$$\gamma_p = \frac{1}{3} + \frac{d \ln C_x}{d \ln \rho}.$$

Видно, что при $Z = 0$ уравнения для $P_{\text{тр}}$ и $E_{\text{тр}}$ переходят в уравнение Ми–Грюнайзена для твердого тела с $C_V = 3R$ и $\lambda = \gamma_p$, а при $Z \rightarrow \infty$ — в газовое уравнение $PV = RT$ с $C_V = 3R/2$ и $\lambda = 2/3$. При промежуточных значениях Z влияние температуры (и плотности ρ через C_x) на $P_{\text{тр}}$ и $E_{\text{тр}}$ содержится в самом Z .

Несколько слов о тепловых электронных членах. До относительно невысоких температур (порядка 30–50 тыс градусов) [10, 11, 22] допустимо пользоваться электронными тепловыми членами в приведенной выше форме (с квадратичной зависимостью от температуры). Но при больших температурах снимается вырождение электронного газа и температурная зависимость становится близкой к линейной. Интерполяционная зависимость для электронных членов в [22] предложена В.Д. Урлиным в форме

$$E_{\text{тэ}} = \frac{b^2}{\beta} \ln \cosh \frac{\beta T}{b}$$

(b — подгоночный параметр), которая при малых температурах переходит в квадратичную зависимость от температуры, а при больших ($T > 50 \times 10^3$ К) за счет коэффициента b стремится к линейной. Соответственно, давление $P_{\text{тэ}} = \gamma_3 \rho E_{\text{тэ}}$.

В качестве "холодных" членов уравнения состояния в [22] принят ряд по степени сжатия $\delta = \rho/\rho_x$:

$$P_x = \sum_i a_i \delta^{1+i/3}, \quad i = 1, 2, \dots, 7.$$

Коэффициенты ряда находятся по данным о начальной сжимаемости, выбранным параметрам на ударной адиабате сплошного металла, давлениям "холодного" сжатия на расчетных адиабатах высокого давления Томаса–Ферми.

И, наконец, укажем способ учета в уравнении состояния жидкой фазы. Соответствующий алгоритм перехода дан в [31], где полагается, что параметры уравнения состояния жидкости отличаются от параметров твердой фазы дополнительным членом, содержащим эмпирическую функцию от плотности и температуры. Константы дополнительного слагаемого находятся из условия описания экспериментальной кривой плавления, а сама кривая — путем минимизации потенциала Гиббса. Наличие в уравнении состояния нескольких свободных параметров позволяет удовлетворительно описать всю совокупность экспериментальных данных по ударному сжатию веществ.

В [22] впервые исследовалось уравнение, в котором последовательно рассмотрено влияние температурных эффектов на термодинамические параметры сжатого вещества. Позднее появились многочисленные варианты либо с упрощенной формой уравнений, либо, наоборот, с усложненной. Не останавливаясь на их описании, упомянем лишь основные подходы в некоторых из них. Прежде всего (и это одно из основных достижений в последующем совершенствовании уравнений), распространение описания термодинамических свойств на область $\rho < \rho_0$, где уравнение, рассмотренное в [22], неприменимо. Подход, принятый в [32–34] и некоторых других работах, состоит в задании во всей области $0 < \rho < \rho_0$ зависимостей $P_x(\rho)$ с минимумом при $(dP_x/d\rho) = 0$ и $\gamma_p(\rho)$, меняющимся от значения γ_p при ρ_0 до $\gamma_p = 2/3$ при $\rho = 0$. Это приводит к возможности по крайней мере качественного описания двухфазной области жидкость–пар. В некоторых уравнениях [32, 33] изменена (в сторону упрощения) форма входящих в них составляющих, в частности электронных членов. При этом не ухудшилось общее описание эксперимента. Отметим, что все упомянутые модели разработаны для твердых тел и для перехода к описанию жидких состояний требуется введение дополнительных членов, учитывающих плавление во фронте волны.

Поскольку область жидкости существенно превосходит область твердых состояний, было логично рассмотреть вопрос о построении уравнения состояния на основе модели жидкости. Такое рассмотрение было проведено, в частности, в [20]. Напомним, что впервые модель была предложена еще в давние времена Ван-дер-Ваальсом:

$$P(V, T) = P_{\text{от}} + P_{\text{пр}}(V) = \frac{RT}{V - V_c} - \frac{A}{V^2}. \quad (6.1)$$

Здесь $P_{\text{от}}$ и $P_{\text{пр}}$ — соответственно давление "отталкивания" и "притяжения", A — константа притяжения, V_c — константа, названная коволюмом, R — газовая постоянная.

Полагается [20], что единственной причиной, по которой происходит сжатие вещества, является давление, поэтому $V_c = V_c(P_{\text{от}})$. Далее, для удобства перехо-

дят к обратной функции $P_{от}(V_c)$. Тогда в переменных T, V_c уравнение состояния запишется в виде

$$V = V_c + \frac{RT}{P_{от}(V_c)}, \quad (6.2)$$

$$P = P_{от}(V_c) + P_{пр}(V). \quad (6.3)$$

Свободная энергия F модели, через которую определяется энтропия: $S = (\partial F / \partial T)_V$, внутренняя энергия $E = F + TS$ и другие термодинамические параметры, определяется выражением

$$F = R\epsilon_0 + E_{от}(V_c) + E_{пр}(V) + \frac{3}{2}RT - RT \left[S_0 + \frac{5}{2} \ln T - \ln P_{от}(V_c) \right], \quad (6.4)$$

где

$$E_{от}(V_c) = - \int_{V_0}^{V_c} P_{от}(V_c) dV_c, \\ E_{пр}(V) = - \int_{V_0}^V P_{пр}(V) dV, \quad \epsilon_0, S_0 — \text{const.}$$

Модель учитывает сжимаемость жидкости при низких температурах и ее испарение. Она отвечает предельным состояниям (при $T \rightarrow \infty$ переходит в уравнение состояния идеального газа). Для описания области высокотемпературных состояний, где имеет место ионизация, модель допускает обобщение, алгоритм которого приведен в [20].

Для смеси ионов и электронов свободная энергия записывается в виде

$$F = E_{от}(V_c) + E_{пр}(V) - RT \sum_k a_k \ln \frac{a\sigma_k(T)}{a_k P(V_c)}, \quad (6.5)$$

$$V = V_c + \frac{aRT}{P_{от}(V_c)}. \quad (6.6)$$

Здесь k — индекс сорта частиц, a_k — концентрация частиц ($a = \sum a_k$), $\sigma_k(T)$ — статистическая сумма частицы k -го сорта. Для электронов $k = e$, для ионов $k = i$. Тогда при термодинамическом равновесии значения a_i и a_e получаются из решения уравнений:

$$\mu_i = \mu_{i+1} + \mu_e \quad (\mu — \text{химические потенциалы}).$$

Подстановка сюда химических потенциалов из (6.5) и (6.6) приводит к системе уравнений Саха (при $V \rightarrow \infty$).

Для определения уравнения состояния в форме (6.1)–(6.5) необходимо задать эмпирическими зависимостями, содержащими некоторое число свободных параметров. В [20] для таких зависимостей выбирались простые степенные (или в форме ряда) и экспоненциальные выражения. Характеристики ионов из (6.5) принимаются равными газовым.

В области твердых состояний используется модель Ми–Грюнайзена:

$$P = P_x(V) + \gamma(V) \frac{3RT}{V},$$

$$E = E_x(V) + 3RT.$$

Принимается, что коэффициент Грюнайзена $\gamma(V) = \gamma_0(V/V_0)$, P_x и E_x — "холодные" (при $T = 0$) давление и энергия.

Для перехода от твердой фазы к жидкой в [20] постулатуют следующим образом. При заданных уравнениях состояния жидкой и твердой фаз на линии плавления выполняются условия равновесия фаз

$$P_ж = P_т; \quad T_ж = T_т$$

и термодинамические потенциалы Гиббса

$$(F + PV)_ж = (F + PV)_т.$$

Следствием этого является уравнение Клапейрона–Клаузиуса

$$\left(\frac{dT}{dP} \right)_{пл} = \frac{V_ж - V_т}{S_ж - S_т}.$$

Далее принимается, что на линии плавления выполняется условие

$$\frac{V_ж - V_c}{V_c} = \beta = \text{const},$$

где β — эмпирический параметр. Это условие совместно с уравнением (6.1) определяет линию плавления в T – P -плоскости.

Модель содержит несколько свободных параметров, подбираемых по данным об ударной адиабате "сплошного" вещества, температуре и энтальпии при нормальных условиях (справочные данные), энергии связи. Модель использовалась для описания ударно-волновых экспериментов по сжатию многих металлов без привязки к эксперименту по ударному сжатию пористых образцов и всюду показала удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента. Мы приводим здесь для иллюстрации описание по этой модели ударных адиабат никеля (рис. 10а).

7. Аддитивные соотношения для ударных адиабат

Будем руководствоваться следующим основным постулатом: ударные адиабаты сложных веществ полагаются эквивалентными равновесным смесям входящих в них индивидуальных составляющих (элементов, оксидов и т.п.). Как показано в [35–38], для ряда "смесевых" составов оценки положения ударных адиабат в P – V -плоскости можно получить, используя правило аддитивности удельных объемов отдельных компонентов (при одинаковых давлениях), входящих в состав смеси в соответствии с их стехиометрическим соотношением. Строго говоря, это правило применимо к изотермическим процессам, когда для отдельных компонентов, входящих в рассматриваемый состав, устанавливается не только равенство давлений, но и температур. Термодинамическими переменными смесей являются давление, температура и удельный объем $V = \sum_i \alpha_i V_i$, здесь α_i — весовые доли отдельных компонентов ($\sum_i \alpha_i = 1$).

Как показала практика аддитивных приближений, во многих случаях для нахождения ударных адиабат соединений достаточно воспользоваться простым сложением удельных объемов на ударных адиабатах исходных структур без перехода к их кривым изотермического сжатия, что упрощает процедуру расчетов. Удовлетворительные результаты при таком подходе объясняются, видимо, не столь значительным различием в уравнениях состояния отдельных компонентов. Ниже для целого

ряда классов веществ мы воспользуемся именно этой упрощенной процедурой.

7.1. Сжатие металлических сплавов

В [36] рассмотрено ударное сжатие 47 сплавов металлов, относящихся к трем основным группам, отличающимся типом межатомных связей: химические соединения (7 веществ), механические смеси (9) и твердые растворы

(14). Кроме перечисленных в анализе использовались результаты исследования многокомпонентных групп, среди которых отдельно выделены сплавы Fe и Al. При расчете аддитивных зависимостей за исходные адиабаты элементов во всех случаях принимались данные из [12].

Сопоставление расчетных аддитивных кривых с экспериментальными данными показано на рис. 11а. Из анализа результатов [36] следует, что совпадение данных

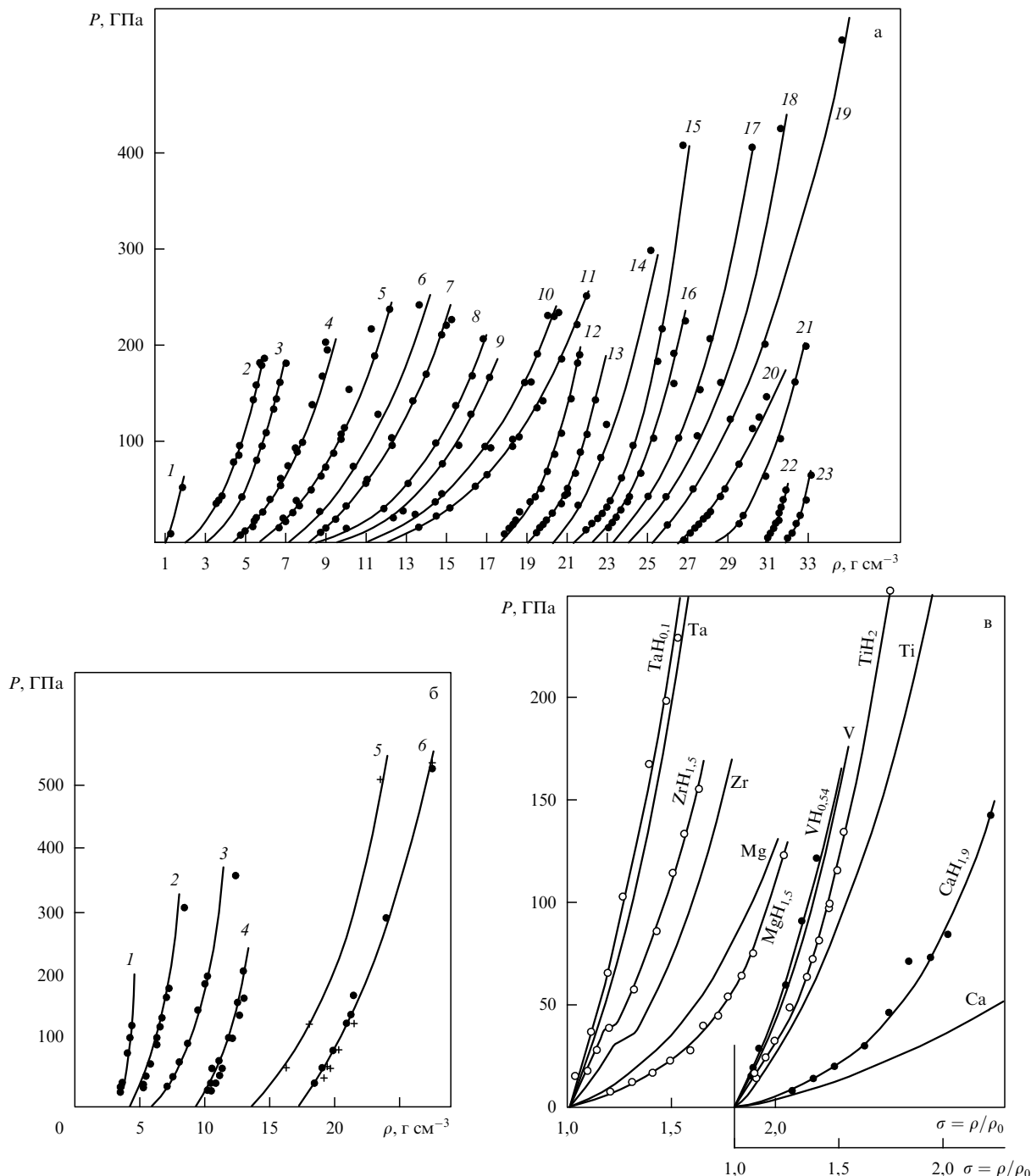


Рис. 11. (а) Ударные адиабаты металлических сплавов: 1 — Be(68%)–Al(32%), 2 — Fe(90%)–Ni(10%), 3 — Fe(74%)–Ni(26%), 4 — Cu(74,5%)–W(25,5%), 5 — Cu(45%)–W(55%), 6 — Cu(32%)–W(68%), 7 — Cu(24%)–W(76%), 8 — Au(90,7%)–Ge(9,3%), 9 — Au(92,1%)–Ge(7,9%), 10 — U(86,6%)–Rh(13,4%), 11 — U(91,7%)–Mo(8,3%), 12 — Fe(60%)–Co(40%), 13 — Fe(90%)–W(10%), 14 — Ti(70%)–Mo(30%), 15 — Fe(49%)–Cu(51%), 16 — Ni(50%)–Cu(50%), 17 — Ta(5%)–Nb(95%), 18 — Ta(30%)–Nb(70%), 19 — Re(60%)–Mo(40%), 20 — Ti(34,3%)–Zr(65,7%), 21 — Co(64,5%)–Ni(35,5%), 22 — Mg(85%)–Li(14%)–Al(1%), 23 — Mg(88%)–Li(12%). (б) P - ρ -диаграмма карбидов металлов: 1 — SiC, 2 — TiC, 3 — ZrC, 4 — NbC ($\rho + 2$), 5 — TaC, 6 — WC ($\rho + 2$). (в) Сравнительная сжимаемость гидридов и образующих их металлов.

расчета и эксперимента удовлетворительное. Исключения составляют лишь два химических соединения (на рисунке не показаны): Fe–Si (разница по плотности при максимальных давлениях достигает 15 %) и Ti–Ni (6 %). Это отличие не удается устранить, и используя для Si и Ti расчетные адиабаты их высокоплотных фаз, — остающаяся разница превосходит погрешности эксперимента.

Эти и другие небольшие отклонения свидетельствуют, что:

— отличие расчетного описания от экспериментальных данных, в основном, имеет близкое процентное отклонение и тот же знак, что и разница в начальных плотностях сплавов — их экспериментальных и аддитивных значений;

— большинство имеющихся отклонений относится к сплавам, состоящим из элементов, отличающихся друг от друга только порядковыми номерами в периодической таблице;

— отклонения, выходящие за границы погрешностей, имеются лишь у химических соединений; сплавы (механические смеси и твердые растворы) описываются аддитивными соотношениями вполне удовлетворительно.

7.2. Сжатие карбидов металлов

В $D-U$ -координатах начальные участки ударных адиабат карбидов металлов [37] соответствуют $D \approx \text{const}$ и даже уменьшению (!) волновых скоростей с ростом массовых (см. TiC и WC на рис. 12). При этом предельное значение D при $U \rightarrow 0$ не противоречит значению объемной скорости звука, что говорит о достоверности полученных данных при малых параметрах волн.

Трудно судить о причинах подобного падения скоростей. Пролить свет на его природу, возможно, помогут опыты с большой толщиной образцов и непрерывной регистрацией ударно-волновых параметров, например массовых скоростей.

Что касается вторых участков адиабат карбидов, то определенное влияние на их положение может оказать специфический процесс перехода углерода в алмазную фазу, который, скорее всего, имеет место в этих условиях. Указанием на это обстоятельство служит неплохое соответствие верхних ветвей адиабат карбидов с аддитивной смесью алмаза [39] и соответствующих металлов

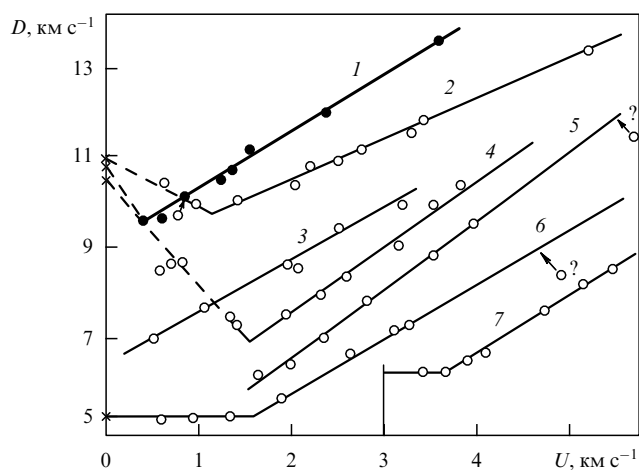


Рис. 12. $D-U$ -диаграмма карбидов и нитридов металлов: 1 — WC ($D+4$), 2 — TiC ($D+1$), 3 — TiN, 4 — AlN, 5 — ZrN ($U+1$), 6 — ZrC ($D-2$), 7 — NbC ($U+3$).

[12], что иллюстрирует рис. 11б, где сопоставляются результаты аддитивного расчета (по исходным адиабатам) и эксперимента.

7.3. Сжатие нитридов металлов

По характеру кривых ударного сжатия адиабаты нитридов металлов качественно сходны с адиабатами карбидов. В $D-U$ -координатах первые участки либо изображаются прямыми линиями ($D \approx \text{const}$), либо характеризуются уменьшением волновых скоростей с ростом массовых. Вторые участки адиабат нитридов, так же как и карбидов, представляют собой крутые, слабо сжимаемые участки плотных фаз этих соединений.

Отметим особенность, присущую нитридам. Исходная плотность многих из них превосходит плотность соответствующих металлов; происходит своего рода уплотнение системы за счет "поглощения" металлом азота. Удельный объем многих нитридов меньше удельных объемов составляющих компонентов, что противоречит основному правилу аддитивности объемов. Среди исследованных к этому типу относятся AlN, Si_3N_4 , TiN. Единственным из рассмотренных в [37] нитридов, удельный объем которого расположен между объемами азота и тантала, является TaN, но и для него расчетная аддитивная зависимость не совпадает с экспериментом. Такая же ситуация наблюдается и для ZrN.

Таким образом, нитриды металлов представляют собой пример, когда аддитивное приближение не выполняется, причем это имеет принципиальный характер.

7.4. Сжатие гидридов металлов

Гидриды — последний класс исследованных соединений металлов. Некоторые из этих соединений играют все более заметную роль в различных областях техники высоких давлений, чем и объясняется повышенное внимание к ним со стороны исследователей.

Помимо общезначимого интереса, связанного с исследованиями нового специфического вида соединений (металл–водород) в условиях интенсивных импульсных нагрузок, есть и еще одна причина, обуславливающая интерес к этим исследованиям. Она связана с возможностью проверки гипотезы Ларина [40] о гидридном составе планет земной группы. В соответствии с этой гипотезой высокая плотность внутреннего ядра Земли объясняется большой сжимаемостью гидридов металлов за счет сильной деформации гидрид-ионов, а состояние эффективно жидкого внешнего ядра связывается со значительно увеличенной подвижностью атомов металлов при их насыщении водородом в условиях высоких температур земных недр.

Прямые экспериментальные данные по сжимаемости гидридов позволяют проверить основное допущение гипотезы об аномально большой сжимаемости гидридов металлов. Особенностью рассматриваемых соединений, так же как и нитридов, является то, что металлы способны "насыщаться" водородом. При этом некоторые из них, в частности щелочные и многие щелочно-земельные металлы, сильно уплотняются и их начальная плотность превосходит плотность исходного металла. В [41] приведены результаты исследований сжатия гидридов кальция, магния, титана, циркония, ванадия и тантала. По характеру связи металла с водородом большинство из них относятся к металлическим гидридам, гидрид кальция является ионным, а гидрид магния

соответствует промежуточному типу между ионными и ковалентными соединениями.

Экспериментальные данные приведены на рис. 1в, где они сопоставлены с положением соответствующих металлов в координатах давление–сжатие. Характер сжатия переходных металлов и их гидридов примерно одинаков, и при давлениях в 200–250 ГПа разница в их положении не превосходит 6% по плотности. При этом сжатие металла может быть как больше, так и меньше сжатия соответствующего гидрида. Для легких веществ (Li, Ca, Mg) сжатие гидридов, как правило, меньше сжатия металла.

Основной вывод, который следует из результатов эксперимента, сводится к тому, что сжатие гидридов металлов не сопровождается аномально большим ростом их плотности. И хотя количество гидридных составов, рассмотренных здесь, не велико, вряд ли есть основания считать, что найдутся другие гидриды, которые будут обладать резко отличными от рассмотренных свойствами.

Таким образом, допущение гипотезы Ларина об аномально большой сжимаемости гидридов металлов не подтверждается. В целом не выполняется применительно к гидридам металлов и правило аддитивности удельных объемов, что связано, в частности, с эффектом "насыщения" водородом металла, приводящим к увеличению его исходной плотности.

8. Минералы

По типу химической связи между структурными единицами, входящими в состав минералов неорганических групп, они обычно разбиваются на четыре больших класса: оксиды, кислородные соли, галогениды и самородные элементы (сюда относятся, в частности, уже рассмотренные металлы). Здесь будет рассматриваться сжимаемость тех минералов, которые относятся только к этим классам.

8.1. Оксиды

8.1.1. Ударное сжатие кремнезема. Из всех оксидных структур, сжатие которых изучалось в ударных волнах, наиболее полно исследован именно кремнезем (в его различных фазовых модификациях) как по диапазону давлений (помимо лабораторных он исследовался также при подземных ядерных взрывах), так и по используемым при этом методикам. За прошедшие четыре десятилетия исследованы ударная сжимаемость α -кварца и кварцита (поликристаллическая форма кварца), коэсита, кристобалита, аморфного кварца, а также двукратное сжатие кварцита, его адиабаты расширения и т.д. Причин такого внимания к SiO_2 несколько:

1. Кремнезем — очень распространенный, породообразующий минерал, который является к тому же и самостоятельной породой.

2. Кремнезем — "многофазная система", известно семь различных его модификаций; проследить за последовательностью превращений кремнезема в ударных волнах представляет несомненный интерес.

3. Особая роль принадлежит высокоплотным модификациям кремнезема (типа стишовита) в составе внутренних слоев нашей планеты. То, что стишовит является основной составляющей мантии Земли, общепризнано. Но существуют и более смелые гипотезы, в частности о

ядре Земли, состоящем из плотнейших фаз (с большей плотностью, чем стишовит) кремнезема.

Ударные волны, позволяющие получать давления, существенно превосходящие давление в центре Земли ($P = 3,5$ Мбар), представляют собой весьма удобный инструмент для исследований оксидов и минералов с геофизическими целями.

8.1.2. Измерение сжимаемости кремнезема. В России первая работа по исследованию сжимаемости α - SiO_2 [42] относится к 1960 г. Уже в ней обнаружен интересный эффект, когда при давлениях ~ 100 кбар на кривой сжатия кварца был зафиксирован скачок плотности, который интерпретирован в [42] как фазовое превращение α -кварц ($\rho_0 = 2,65$ г см⁻³)–коэсит ($\rho_0 = 2,98$ г см⁻³). Однако такая трактовка оказалась неверной. Вакерли [43], исследовавший α - SiO_2 в том же диапазоне давлений, также обнаружил фазовый переход, но объяснение его природы, основанное на более тщательном эксперименте, было другим — это переход α - SiO_2 –стишовит ($\rho_0 = 4,28$ г см⁻³). Такая трактовка позднее стала общепринятой.

Мегабарный диапазон исследования сжимаемости α -кварца преодолен в 1965 г. [44], в 1971 г. потолок давлений был поднят до 350 ГПа в лабораторных условиях и до 550 ГПа (кварцит) в условиях подземных ядерных взрывов [45].

Сравнительная сжимаемость системы Al– SiO_2 измерена до 2 ТПа [45]. Позднее (1980 г.) это давление было поднято до ~ 13 ТПа [46] — рекордной величины для сжимаемости кварца относительным способом.

В период с 1971 г. по 1990 г. исследованы сжимаемость пористого кварца, двукратное сжатие (двумя последовательными волнами), адиабаты расширения, сжимаемость различных фаз кремнезема (кристобалита, аморфного кварца, коэсита) [47–51]. Не останавливаясь на результатах измерений различных параметров сжатия кварца в области его фазового (или фазовых) перехода, чему посвящено более двух десятков публикаций и которые требуют отдельного обсуждения, мы рассмотрим лишь данные по ударной сжимаемости кремнезема, относящиеся к его высокоплотной ветви ударной адиабаты.

На рисунке 13а приведена совокупность результатов измерений сжимаемости α -кварца (монокристаллические образцы, $\rho_0 = 2,65$ г см⁻³), кварцита (поликристаллические образцы, $\rho_0 = 2,65$ г см⁻³), коэсита ($\rho_0 = 2,92$ г см⁻³), аморфного кварца ($\rho_0 = 2,2$ г см⁻³) и кристобалита ($\rho_0 = 2,13$ г см⁻³), а также результаты, полученные с кварцитом при подземных ядерных взрывах. Их главным отличием от лабораторных опытов является существенно большей толщиной образцов (на два порядка). Совпадение результатов (напомним, что в лабораторных опытах толщина образцов составляет несколько миллиметров, а в условиях подземных взрывов — до 1 м) между собой свидетельствует об особой роли ударно-волнового фронта в кинетике фазовых переходов: наработка новой фазы происходит, в основном, на фронте волны и не зависит от масштаба эксперимента. Этот вывод был очень важен не только для кинетики фазовых переходов, но и для решения ряда технических вопросов.

Другой важный вывод: после фазового превращения α -кварц–стишовит экспериментальная адиабата кварца (кварцита) вплоть до давлений 13 ТПа (скорость ударной волны $D \approx 37$ км с⁻¹) имеет плавный, монотонный

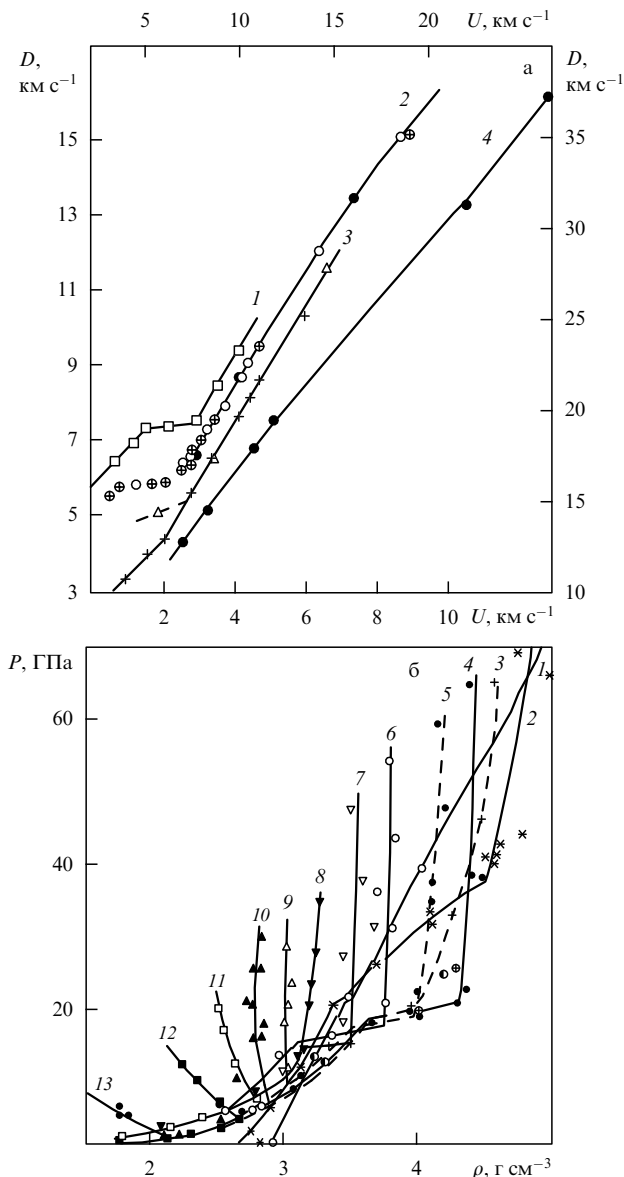


Рис. 13. (а) $D-U$ -диаграмма кремнезема: \oplus — α -кварц, \circ — кварцит, \bullet — кварцит (измерения при подземных ядерных взрывах); 1 — коэзит, 2–4 — кварц–кварцит (масштаб для зависимости 4 — справа и сверху), 3 — аморфный кварц (\times) и кристобалит (Δ). (б) $P-\rho$ -диаграмма кремнезема: 1 — ударная адиабата коэзита ($m = 1,0$), 2 — α -кварца (кварцита), 3 — кристобалита ($m = 1,22$), 4–13 — пористого α -кварца с исходными плотностями ρ_0 , соответственно равными 1,75; 1,55; 1,35; 1,15; 0,8; 0,65; 0,55; 0,40; 0,20 и $0,13 \text{ г см}^{-3}$.

характер без новых скачкообразных изменений массовых скоростей, т.е. без скачкообразных изменений плотности. Это усложняет построение модели ядра Земли, основанной на сверхплотных фазах кремнезема, однако не исключает такой возможности полностью.

Причиной отсутствия перехода в более плотную, чем стишовит, модификацию кремнезема может быть большой ударно-волновой разогрев кремнезема. Возможно, что снижение его температуры путем перехода на другой режим сжатия или исследование сжатия непосредственно на образцах самого стишовита позволило бы прояснить этот вопрос. Особенно интересными представляются прямые опыты на стишовите. Однако из-за технических трудностей получения его образцов с необходимыми для

таких исследований размерами эти измерения пока не проведены.

8.1.3. Сжатие пористого кремнезема. Вывод о фазовом переходе в кремнеземе как о переходе $\alpha\text{-SiO}_2$ –стишовит в [43] основан на близости плотности, полученной экстраполяцией крутой ветви адиабаты кварца к $P = 0$, с плотностью стишовита. Подтвердить правильность этого вывода можно было, исследуя ударную сжимаемость кварца различной начальной плотности ("пористый" кварц). Если действительно происходит фазовый переход кварц–стишовит, то "пористые" ударные адиабаты будут образовывать веер восходящих высокоплотности стишовита. Действительность, как это бывает, оказалась сложнее, и до конца природа фазовых превращений в кремнеземе при ударных нагрузках не установлена до сих пор. Это утверждение, впрочем, не касается перехода кремнезема в стишовит (или стишовитоподобную жидкость) — вопроса, ответ на который, в целом, получен, в частности и в исследованиях пористых образцов. Результаты этих измерений [47–51] приведены на рис. 13б. Видно, что данные по кремнезему могут быть с некоторой долей условности разбиты на три группы. К первой относятся адиабаты с исходной плотностью $\rho_{00} > 1,55$. Экстраполяция крутых участков (плотной фазы) адиабат к $P = 0$ с учетом различий температуры ударного сжатия приводит к плотности, которая находится в неплохом соответствии с начальной плотностью стишовита. Взаимное положение кривых этой группы в области фазового перехода свидетельствует о неравновесности регистрируемых состояний и о возможности [52] "доработки" высокоплотной фазы уже после формального завершения фазового превращения. Отметим, что переход кварц–коэзит в силу специфической кинетики превращений, имеющих здесь место, возможно, "экранируется" основным, "стишовитным", переходом. При используемых способах регистрации у нас нет возможности идентифицировать возникающие под давлением ударных волн фазы SiO_2 ; доступным для регистрации (и то не прямым способом) оказывается лишь последнее, "стишовитное", звено этих превращений.

Возможно, помимо температуры причиной несовпадения плотности стишовита с плотностью при экстраполяции крутой ветви адиабаты к $P = 0$ является неравновесность состояний.

Кривые сжатия с $0,06 < \rho_{00} < 0,8 \text{ г см}^{-3}$ могут быть отнесены к адиабатам коэзита. Экстраполяция их высокоплотных участков к нулевым давлениям не противоречит исходной плотности коэзита ($\rho_0 = 2,98 \text{ г см}^{-3}$). Наконец, существует три адиабаты ($\rho_{00} = 1,15; 1,35$ и $1,55 \text{ г см}^{-3}$), которые находятся между адиабатами, отнесенными нами к коэзиту и стишовиту.

Приведем некоторые качественные выводы, которые можно сделать из анализа результатов сжатия пористого кремнезема.

1. В качестве исходных материалов в опытах использовались [47–51] различные вещества, эквивалентные по составу и содержанию кремнезема: безводная кремнистая кислота ($\rho_{00} = 0,55; 0,65$ и $0,8 \text{ г см}^{-3}$), аэросил ($\rho_{00} = 0,2; 0,4$ и $0,55 \text{ г см}^{-3}$), $\alpha\text{-SiO}_2$ ($\rho_{00} = 1,15; 1,35; 1,55$ и $1,75 \text{ г см}^{-3}$), кристобалит ($\rho_{00} = 2,13$ и $1,15 \text{ г см}^{-3}$), коэзит ($\rho_{00} = 2,4 \text{ г см}^{-3}$).

Как правило, отдельные ударные адиабаты получены на одном составе кремнезема. Это связано, в частности, с тем, что некоторые из исходных плотностей можно было получить только на одном составе (другие, при прессовании образцов, не обеспечивали нужную плотность). Но иногда возможности перекрывались, и тогда ряд контрольных точек был определен на разных составах кремнезема. При этом совпадение конечных результатов было хорошим, т.е. независимо от исходного состава для выбранного ρ_{00} ударная адиабата кремнезема была единственной.

2. Для адиабат, при сжатии которых осуществляется фазовое превращение в плотную фазу — стишовит ($\rho_{00} \geq 1,75 \text{ г см}^{-3}$), давление, при котором процесс перехода, в основном, завершается, тем больше, чем выше исходная плотность образца. Так, для коэзита с исходной плотностью $2,92 \text{ г см}^{-3}$ давление составляет $\sim 600 \text{ ГПа}$, тогда как для $\alpha\text{-SiO}_2$ с $\rho_{00} = 1,75 \text{ г см}^{-3}$ давление $\sim 20 \text{ ГПа}$. Аналогичное правило имеет место и для переходов в коэзитное состояние. Для "промежуточных" адиабат ($\rho_{00} = 1,55; 1,35$ и $1,15 \text{ г см}^{-3}$) переход завершается примерно при одних давлениях, составляющих $\sim 17\text{--}18 \text{ ГПа}$.

3. Для всех "стишовитных" адиабат фазовое превращение происходит со скачком плотности в $D-U$ -координатах (разрыв в массовых скоростях при $D \approx \text{const}$); в "коэзитных" адиабатах фазовое превращение отвечает излому (смене наклонов) двух участков адиабат.

4. Наклоны адиабат, расположенных в промежуточной области между адиабатами "коэзитного" и "стишовитного" типов, примерно одинаковы, т.е. их $P(\rho)$ -зависимости параллельны друг другу.

5. Адиабаты с "коэзитным" составом представляют собой веер кривых, экстраполяция которых к нулевым давлениям не противоречит исходной плотности коэзита ($\rho_{00} = 2,92 \text{ г см}^{-3}$). При этом их наклон $dP/d\rho$ меняется от положительного (для $\rho_{00} \geq 0,8 \text{ г см}^{-3}$) и $dP/d\rho \approx \infty$ ($\rho_{00} = 0,65 \text{ г см}^{-3}$) до отрицательного ($\rho_{00} \leq 0,55 \text{ г см}^{-3}$).

6. Оценки температур ударного сжатия показывают, что переход кремнезема в плотные фазы происходит, в основном, в твердых состояниях.

В завершение анализа данных по ударному сжатию кремнезема рассмотрим результаты изучения его двукратного сжатия [53].

8.1.4. Двукратное сжатие кремнезема. Ранее отмечалось, что превращению кремнезема в более плотные модификации препятствует высокая температура ударного сжатия. Цель исследований двукратного сжатия кремнезема — попытка получить сведения о фазовых превращениях на ударных адиабатах "стишовита" при меньших (по сравнению с однократным сжатием) разогревах образцов. Постановка опытов аналогична рассмотренной ранее в методе отражения (см. рис. 1) с тем лишь изменением, что экраном в опытах служит исследуемое вещество (в данном случае — кварц (кварцит)), после которого устанавливаются образцы из "тяжелых" эталонных металлов ($\rho_0 > 7 \text{ г см}^{-3}$). В этом случае исследуемый образец сжимается дважды: первый раз — при прямом прохождении по нему ударной волны и второй — при сжатии образца волной, отраженной от эталонного металла. Регистрируются скорости ударной волны в кварце и в металлических образцах ("пробках"). При известных ударных адиабатах кварцита и металлов

состояния двукратного сжатия кварца рассчитываются по соотношениям

$$P_2 = P_1 + \rho_1 D_{12}(U_1 - U_2), \quad \rho_2 = \rho_1 \frac{D_{1,2}}{D_{1,2} - (U_1 - U_2)}$$

(D_{12} — скорость второй, отраженной от преграды волны относительно состояний за первой). Аналогичные выражения имеют место и при фазовом переходе, происходящем на адиабате двукратного сжатия. В этом случае P_2 , ρ_2 , U_2 — соответственно параметры точек излома адиабаты, а U_2 и D_{12} относятся к области фазового перехода и отвечают параметрам U_3 и D_{13} . Полученные данные опубликованы в [53].

На рисунке 14а приведены конечные результаты. Видно, что адиабаты двукратного сжатия имеют изломы, которые можно рассматривать как указание на переход стишовита в новую высокоплотную фазу. Пологий участок на адиабатах двукратного сжатия соответствует смесевой области стишовита (исходная фаза) с этой фазой. К сожалению, в рассмотренной постановке опытов крутая ветвь, относящаяся к новой фазе, не фиксируется. Для ее нахождения потребуются новые способы создания второй ударной волны с независимой от первой волны амплитудой.

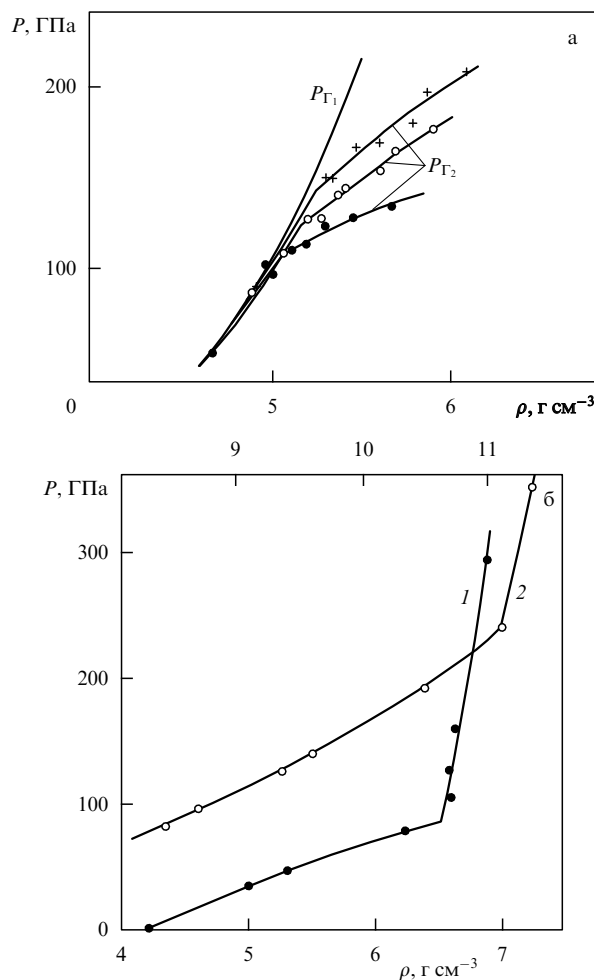


Рис. 14. (а) Адиабаты двукратного сжатия кремнезема. (б) Ударные адиабаты: 1 — рутила (темные кружки и нижняя шкала плотностей), 2 — касситерита (светлые кружки, верхняя шкала плотностей).

Итак, опыты по двукратному сжатию кварца указывают на возможное существование более плотной, чем стишовит, фазы SiO_2 . Заметим, однако, что точность регистрации параметров двукратного сжатия этим способом невелика и при крайних вариациях исходных параметров и погрешности определений кинематических параметров ударных волн, возможно описание двукратного сжатия без явно выраженных изломов. Это делает особо актуальной задачу прямого исследования ударной сжимаемости стишовита как исходного материала. Появившиеся в последнее время данные об экспериментах со стишовитом [54], к сожалению, не

позволяют из-за неудовлетворительного качества изготовления образцов и недостаточной точности регистраций ответить на поставленные вопросы. Необходимы опыты с прецизионными образцами и традиционной 1 %-ной точностью определения кинематических параметров. В этом случае они могут подвести итог давней дискуссии о возможности существования более плотной, чем стишовит, модификации кремнезема.

8.1.5. Сжимаемость рутила и касситерита [55, 56]. Эти оксиды имеют ту же исходную структуру (рутиловая, координационное число к.ч. = 6), что и стишовит. Есте-

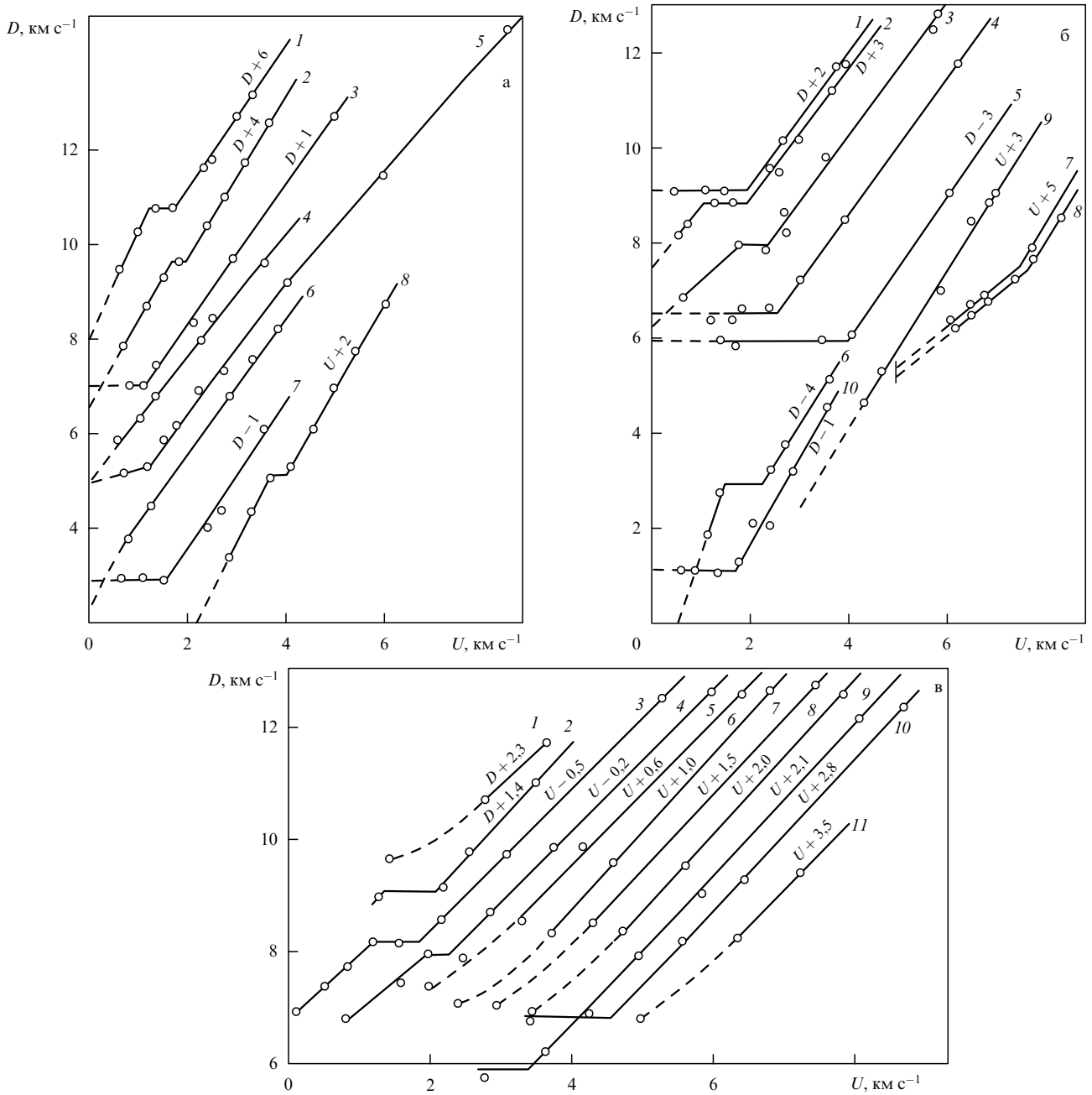


Рис. 15. (а) $D-U$ -диаграмма карбонатов, сульфатов и сульфидов: 1 — BaSO_4 , 2 — CaSO_4 , 3 — FeS_2 , 4 — MgCO_3 , 5 — $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$, 6 — CaCO_3 , 7 — ZnS , 8 — $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. (б) Ударные адиабаты силикатов: 1 — $\text{LiAl}[\text{Si}_2\text{O}_6]$, 2 — $\text{Na}[\text{AlSiO}_4]$, 3 — MgSiO_3 , 4 — $\text{K}[\text{AlSi}_3\text{O}_8]$, 5 — $\text{Be}_3\text{Al}_2[\text{Si}_6\text{O}_{18}]$, 6 — $\text{Ca}_3[\text{Si}_3\text{O}_9]$, 7, 8 — $\text{Ca}_2\text{Mg}_5[\text{Si}_4\text{O}_{11}]_2[\text{OH}]_2$, 9 — $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$, 10 — $\text{Al}_2\text{SiO}_4[\text{FOH}]_2$. (в) Ударные адиабаты основных и ультраосновных горных пород: 1 — оливиновый диаллагит, 2 — рудный оливинит, 3 — оливинит-1, 4 — энстатитовая порода, 5 — оливинит-2, 6 — полевошпатовый перидотит, 7 — дунит-2, 8 — энстатитовое габбро с оливином, 9 — долерит (трапп), 10 — оливиновый диабаз, 11 — дунит-2.

ственно возникают вопросы: а как будут вести себя в ударных волнах другие вещества с такой же структурой? возможен ли в них, несмотря на то, что они характеризуются достаточно плотной упаковкой атомов в решетке, переход в структуры с к.ч. > 6 , например в структуру флюорита (CaF_2) с к.ч. $= 8$? Как показали результаты опытов (рис. 14б), такая возможность вполне реальна. При сжатиях в ударных волнах рутил претерпевает превращения с увеличением первоначальной плотности в 1,5 раза, а SnO_2 — в 1,7 раза. Рассмотренные примеры, пусть и косвенно, но также указывают на возможность существования более плотной фазы, чем стишовит.

8.2. Кислородные соли [57–59]

К кислородным относятся следующие экспериментально изученные соли:

— карбонаты: кальцит (CaCO_3), магнезит (MgCO_3) и доломит ($\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$) [57];

— сульфаты: бария (BaSO_4), ангидрид (CaSO_4) и гипс ($\text{CaSO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$) [58];

— силикаты: топаз ($\text{Al}_2\text{SiO}_4[\text{FO}_4]_2$), энстатит (MgSiO_3), микроклин ($\text{K}[\text{AlSi}_3\text{O}_2]$), берилл ($\text{Be}_3\text{Al}_2[\text{Si}_6\text{O}_{18}]$) и др. [58–59].

Некоторые из полученных результатов приведены на рис. 15а, б. Видно, что внутри групп адиабаты минералов близки друг другу не только качественно, но и по наклонам вторых участков $D(U)$ -зависимостей. Это, по-видимому, связано с близостью кристаллического строения минералов внутри данной группы. Так, силикатные минералы имеют общую структурную ячейку — кремнекислородный тетраэдр, образующий своей различной "упаковкой" простые или сложные группы (радикалы). Разнообразие первых участков адиабат связано, по-видимому, с разной сжимаемостью упакованных различным способом радикалов. После завершения этих процессов и приобретения силикатами "общей уплотненной" структуры адиабаты силикатов становятся подобными друг другу. Близостью структур (исходных или получаемых в процессе сжатия) объясняется и схожесть адиабат минералов других групп.

8.3. Галогениды, сульфиды

Из галогенидов изучены следующие соединения: Na_3AlF_6 , CaF_2 , BaF_2 , NaCl , KCl , KBr , LiF и CsBr . Кроме них исследовались сульфиды ZnS , FeS_2 . На ударных адиабатах галогенидов KCl и KBr [60, 61] при давлениях $P \approx 2$ ГПа происходит фазовое превращение KCl и KBr в структуру типа CsCl с к.ч. $= 8$. Этот переход, зафиксированный и изученный многими отечественными и зарубежными учеными с использованием различных методов, стал своего рода классическим примером регистрации фазовых превращений в ударных волнах.

Некоторые неопределенности связаны с фазовым переходом в NaCl . В статических условиях сжатия фазовый переход в каменной соли был зафиксирован при давлениях 20 ГПа [62, 63] с использованием рентгеноструктурных методов. Однако в динамических опытах [64, 65] прямых доказательств его существования по изменениям параметров ударной адиабаты не обнаружено, хотя в некоторых работах [65, 66] фиксировались отклонения от монотонных кривых сжатия.

Убедительные доказательства протекания фазового превращения в каменной соли получены при проведении

непосредственно в ней подземных ядерных взрывов [67]. Обобщенные результаты нескольких опытов приведены на рис. 16а в координатах $D-t/r$ (t — время, r — расстояние до точки взрыва). В этих координатах совокупность данных разных опытов описывается единой кривой изменения скорости ударной волны от приведенного расстояния. Видно, что зависимость $D(t/r)$ имеет достаточно сложный характер. На ней фиксируются состояния, отвечающие исходной фазе, области смеси двух фаз, переходящей в область существования плотной фазы высокого давления и затем — в зону жидкости. После получения этих результатов были проведены новые прецизионные опыты, в частности, в области волновых скоростей, соответствующих фазовому переходу, зафиксированному в подземных измерениях. Их результаты показали (рис. 16б), что и в лабораторных условиях подтверждается факт протекания фазового превращения в NaCl (примерно при тех же давлениях, что и в статических условиях).

Заметим, что при подземных взрывах и давлениях выше фазового перехода (в области жидкости) фиксируются монотонные зависимости затухания ударной волны. Это противоречит результатам [61], согласно которым в NaCl , KCl и KBr зафиксирована зона изменения ударно-волновых параметров, интерпретированная как фазовое превращение этих веществ, протекающее в жидком состоянии. Эксперимент [61] с самого начала вызывал определенные сомнения. Однако результаты

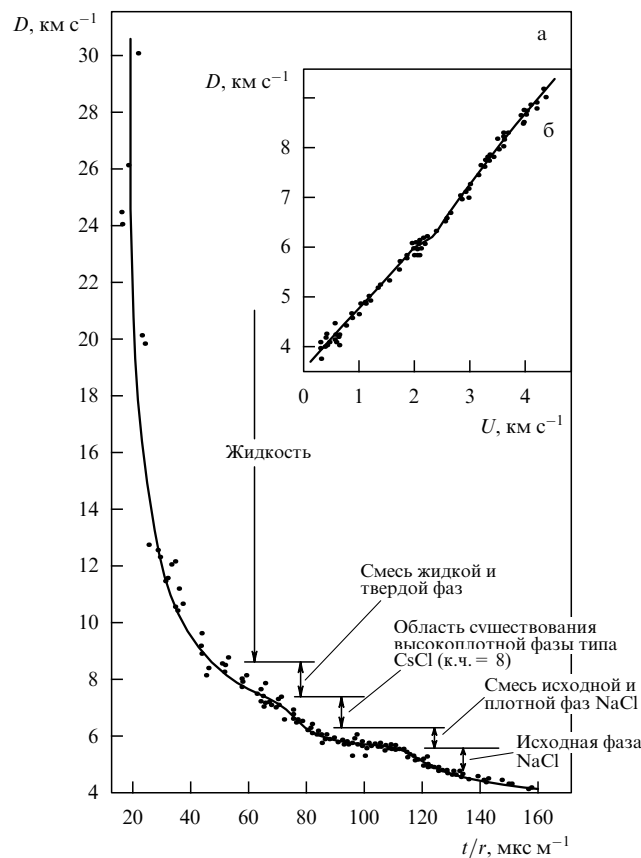


Рис. 16. (а) Затухание ударной волны в зависимости от приведенного расстояния при взрыве ядерных зарядов в каменной соли. (б) $D-U$ -диаграмма каменной соли. Уточненное положение в области фазового перехода.

измерений, приведенные в этой работе, дополнительно не проверялись. И лишь полученная в измерениях при подземных взрывах [67] плавная, монотонная кривая затухания волновых скоростей явилась указанием на некорректность измерений [61].

9. Горные породы

Интерес к исследованиям сжатия горных пород в ударных волнах и необходимость их проведения диктовались двумя главными причинами:

- 1) техническими задачами, связанными с проведением взрывов в поверхностных горных породах;
- 2) проблемами внутреннего состава мантии нашей планеты.

В наиболее полной работе по сжатию поверхностных горных пород [68] обобщены результаты исследования свыше 100 индивидуальных пород магматического и осадочного типа. Их усредненные значения приведены на рис. 17.

Качественно большинство адиабат магматического типа представляют собой подобные и близкие по параметрам зависимости — пологий первый участок (трактуется как область фазового превращения в породах) и крутой второй (сжатие плотных фаз) с изменяющимся (при $D = 11-12 \text{ км с}^{-1}$) наклоном от $D'_U = 1,5-1,6$ до $D'_U = 1,2-1,3$. Отметим, что наклоны адиабат магматических пород в области плотных фаз близки не только между собой, но и с наклонами адиабат кварца и пород силикатного типа. Что касается первого, пологого, участка адиабаты, то в магматических породах,

возможно из-за их сложного минерального состава и строения, происходит "осреднение" (под давлением) свойств отдельных минералов, входящих в состав породы, и вырабатываются некоторые общие свойства, которым и отвечает на $D-U$ -диаграмме пологая "осредненная" линия двухфазной области.

Аналогичного подобия для адиабат пород осадочного типа нет. За исключением сланца и песчаника, адиабаты которых близки по характеру зависимостей адиабатам магматических пород, кривые сжатия для глин и кальцитовых пород характеризуются качественно другими $D(U)$ -зависимостями.

Несколько слов об устойчивости ударных адиабат горных пород к изменению толщины исследуемых образцов, т.е. к изменению масштаба опытов. Сравнивались результаты лабораторных опытов (толщины образцов — порядка нескольких миллиметров) с измерениями при подземных ядерных взрывах (толщины образцов — десятки сантиметров) на двух наиболее типичных горных породах — сланце и доломите. Для обеих пород получены совпадающие результаты. Это свидетельствует (так же, как отмечалось ранее и для кремнезема) об отсутствии масштабного фактора при ударном сжатии горных пород. По-видимому, не будет большой ошибкой распространить полученные выводы и на другие породы.

В [69] приведены результаты исследования глубинных пород, в основном, оливникового и энстатитового типа. По существу, это была первая и единственная работа, где целенаправленно, для решения некоторых геофизических задач, рассмотрено сжатие широкого набора ультраос-

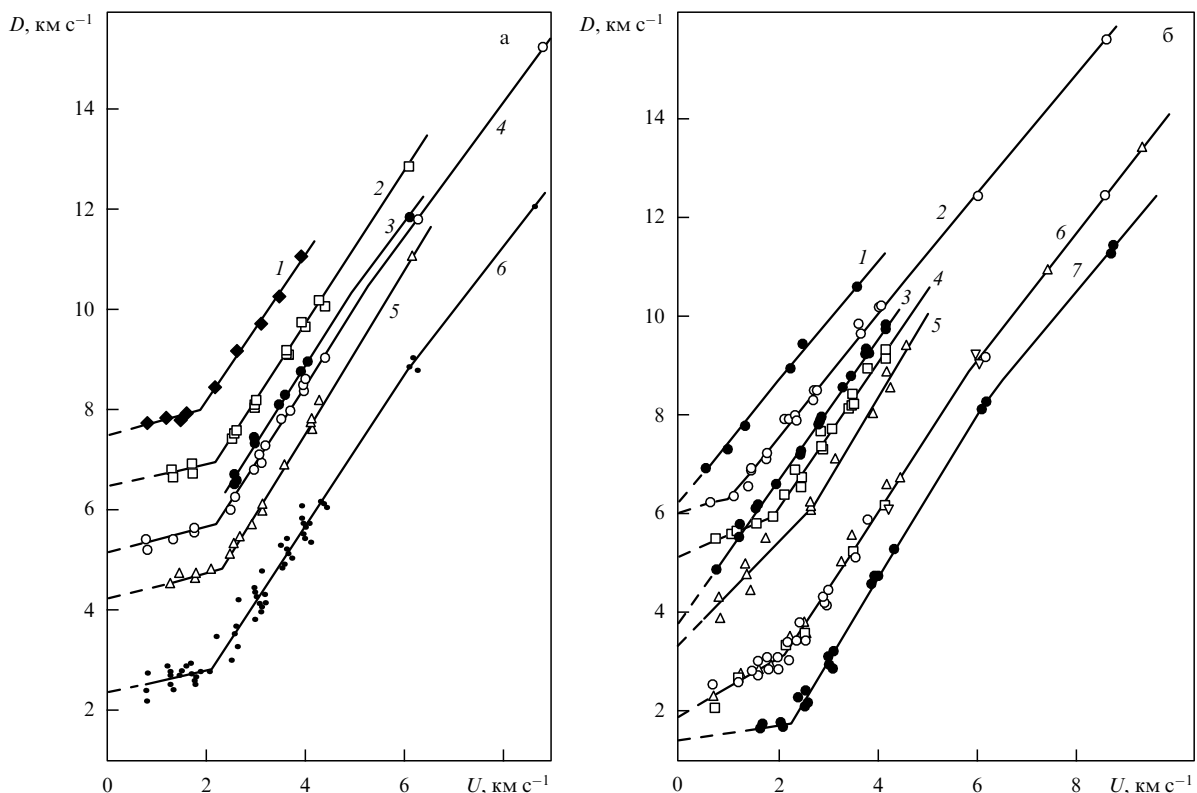


Рис. 17. (а) $D-U$ -диаграмма магматических горных пород: 1 — габбро ($D+2$), 2 — сиениты ($D+2$), 3 — туфы, 4 — граниты, 5 — порфиры ($D-1$), 6 — средняя адиабата магматических пород ($D-3$). (б) $D-U$ -диаграмма пород осадочного типа: 1 — магнезит, 2 — доломиты, 3 — известняки, 4 — алевролиты, 5 — глины, 6 — сланцы ($D-3$), 7 — песчаники ($D-4$).

новых и основных пород до максимальных давлений в 200 ГПа (в ряде случаев до 500 ГПа), существенно (более чем на порядок) превосходящих давления, достигнутые за рубежом. Большинство полученных адиабат (рис. 15в) в $D-U$ -координатах представляют собой прямые линии близкого наклона и характеризуются наличием разрывов в $D(U)$ -зависимости, связанных с фазовыми перестройками. Данные ударно-волновых измерений сжатия оливиновой (Mg_2SiO_4) и энстатитовой ($MgSiO_3$) пород впервые использовались для оценок содержания этих фракций в составе мантии Земли. В работе были сделаны верхние оценки содержания оксидов железа в мантии Земли, вблизи ее границы с ядром. Они выполнены на основе сопоставления экспериментальных данных по ударному сжатию пород с различным содержанием железа и модели Земли, предложенной Булленом [70]. Было показано, что мантия содержит около 25 % оксидов железа. Но если эти оценки могут меняться в зависимости от выбранной модели Земли, то второй вывод — об изменении содержания железа с глубиной мантии, по-видимому, остается справедливым для любых моделей внутреннего строения Земли.

10. Расчетное описание горных пород и минералов

Как отмечалось, общим свойством горных пород и минералов является наличие у них фазовых превращений, протекающих при тех или иных давлениях, — от их первоначальных структур к более плотным и мало сжимаемым фазам. В соответствии с данными [71, 72] в результате фазовых переходов в этих системах образуется изохимическая смесь плотноупакованных оксидов металлов и кремния. Это обстоятельство использовалось в [38] для построения по оксидному составу аддитивных уравнений состояния минералов и горных пород и получения на их основе ударных адиабат соответствующих составов. Как следует из проведенного в [38] сравнения результатов эксперимента и расчета (рис. 18), достигнуто удовлетворительное соответствие между ними. Однако в ряде случаев расчетные аддитивные адиабаты характеризуются большим наклоном, чем экспериментальные.

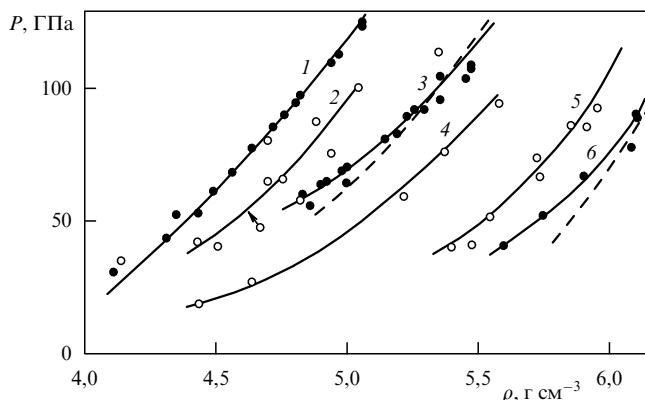


Рис. 18. Расчетные адиабаты минералов и горных пород: 1 — MgO , 2 — SiO_2 , 3 — энстатитовая горная порода ($\rho + 2$), 4 — кальцит ($\rho + 1$), 5 — гранит ($\rho + 1$), 6 — альбитит ($\rho + 1,3$). Штриховая линия — расчет по [38], сплошная — по [73].

В [73] на основе общих свойств, присущих горным породам и минералам, а именно:

— линейности адиабат в $D-U$ -координатах (в определенном диапазоне скоростей),

— относительно близким наклонам D'_U для многих горных пород и минералов,

— наличия у них фазовых переходов рассмотрен вопрос о корреляции оксидного состава с динамическими адиабатами. Использовался метод корреляционно-регрессионного анализа экспериментальных данных для всех исследованных у нас горных пород, минералов и породообразующих оксидов для нахождения простейших аналитических зависимостей

$$C = C_0(z, \rho_0), \quad a = a(z, \rho_0),$$

которые после проверки адекватности описания экспериментальных данных линейным уравнением

$$D = C_0(z, \rho_0) + a(z, \rho_0)U$$

могли быть использованы для расчета ударных адиабат горных пород и минералов.

Зависимости для C_0 и a были выбраны в виде уравнений множественной регрессии:

$$C_0 = a_0 + a\rho_0 + \sum a_i z_i, \quad a = b_0 + b\rho_0 + \sum b_i z_i.$$

Здесь z — процентное содержание соответствующих компонентов в веществе, a_0, a, a_i, b_0, b, b_i — коэффициенты уравнений. Численные значения коэффициентов находятся по элементному составу рассматриваемых соединений.

Из приведенных на рис. 18 адиабат некоторых минералов видно удовлетворительное соответствие результатов расчета и эксперимента. В своей практической деятельности, связанной с подземными взрывами, нам постоянно приходилось пользоваться подобными оценками адиабат горных пород.

11. Жидкости

11.1. Вода и ее твердые модификации

Первым объектом исследования жидкостей стала вода — самая распространенная в природе жидкость. Главная задача, решаемая на основе этих экспериментов, — построение уравнения состояния воды, необходимого для проведения различного рода расчетов, связанных с воздействием импульсных нагрузок на подводные и надводные сооружения. Данные по сжимаемости воды необходимы и при анализе результатов исследования тех составов, в которые она входит как один из компонентов.

Исследования свойств воды под действием ударных волн начались в 50-е годы [74, 75]. Тогда в США были получены данные по ее сжатию до 20 ГПа и в России — до 80 ГПа. В дальнейшем эти первые результаты неоднократно уточнялись [29, 77], а потолок исследованных давлений был поднят до 3000 ГПа [46].

В конце 70-х годов были опубликованы первые данные по сжатию мелкодисперсного порошка снега и льда [29] — твердых модификаций воды. Поскольку максимальные давления, при которых лед плавится, составляют по порядку величины единицы гигапаска-

лей, можно считать, что динамические адиабаты льда и снега при высоких давлениях независимо от исходного состояния характеризуют сжимаемость жидкой фазы. В [78] эти результаты существенно расширены за счет проведения исследований при еще меньших исходных плотностях, а некоторые данные из [29] уточнены и дополнены измерениями при низких давлениях. Совокупность результатов, полученных в лабораторных условиях, приведена на рис. 19а–в в $D-U$ -, $P-\rho$ - и $T-P$ -координатах. На первом из них адиабата "сплошной" воды сопоставлена с соответствующими пористыми адиабатами. Отметим их некоторые особенности.

Во-первых, все адиабаты, включая адиабату льда (его плотность отличается от плотности воды меньше, чем на 10%), центрируются примерно к одной точке $D_0 = 0,15 \text{ км с}^{-1}$ (или к небольшой окрестности этой точки). Эта ситуация аналогична той, что рассмотрена при исследованиях пористых металлов, где значения $D_0 \approx \text{const}$ качественно объясняются их соответствием скорости звука в воздухе, сниженной за счет наличия в образцах частичек металла.

Вторая особенность (она также характерна для металлов) связана с изменением наклона адиабат D'_U . При $U < 3 \text{ км с}^{-1}$ они отличаются друг от друга более чем в 2 раза. Однако с ростом параметров D, U наклоны адиабат уже в экспериментально исследованной области выравниваются, приближаясь к предельной величине $D'_U = 1,2-1,3$ в области высоких давлений. В чем причина этого изменения, остается неясным. Возможно, что это связано с потерей "ближнего порядка" расположения атомов в "кристаллических" решетках воды и ее твердых модификаций и переходу к их неупорядоченной структуре. Но для ответа на этот вопрос требуются принципиально другие, более прецизионные методы исследований, чем те, что использовались у нас.

И, наконец, интересно положение нижних семи-восьми точек адиабаты льда на $P-\rho$ -диаграмме (рис. 19б), которые располагаются (по сжатию) правее точек воды. Объяснение типа "погрешности измерений" здесь не

подходит: для того чтобы "сдвинуть" эти точки влево, за адиабату воды, надо увеличить в них скорость ударной волны на величину $\Delta D \geq 200 \text{ м с}^{-1}$. Такая ошибка, поскольку речь идет о большой группе экспериментальных точек, в опытах исключена. Вряд ли здесь разумны и допущения типа "неравновесности" регистрируемых состояний. Объяснение этого факта, возможно, следует искать в фазовом превращении вода–лед. Действительно, сопоставим на $P-T$ -диаграмме состояния на пористых и сплошной адиабатах воды с ее фазовой диаграммой. На рисунке 19в показан начальный участок этой диаграммы [79], где приведены также ударные адиабаты воды, льда и пористого льда с $\rho_{00} = 0,6 \text{ г см}^{-3}$. Оценки температур на ударных адиабатах получены по уравнению состояния из [29].

Вывод состоит в том, что ударная адиабата льда на $P-T$ -диаграмме располагается в области твердых модификаций воды–льдов III, V, VI и VII. За исключением адиабаты с $\rho_{00} = 0,6 \text{ г см}^{-3}$, которая, возможно, также "заходит" при давлениях $\leq 2 \text{ ГПа}$ в область твердых состояний, все остальные адиабаты из-за большой пористости и, как следствие, из-за большого нагрева располагаются в области жидкости. В области жидкости находится и адиабата воды, состояния в которой по отношению ко льду характеризуются более высокими температурами.

Вернемся к $P-\rho$ -диаграмме. При пористости $m > 2,86$ экспериментальные адиабаты характеризуются знакопеременным наклоном $(dP/d\rho)_G$, положительным при малых давлениях ($P < 5 \text{ ГПа}$) и отрицательным при максимальном давлении эксперимента. Знакопеременные адиабаты соединений получены в этих исследованиях впервые.

Таковы краткие выводы, следующие из анализа ударных адиабат воды и пористого льда.

11.2. Сжатие водных растворов

Рассмотрим теперь ударную сжимаемость насыщенных водных растворов некоторых солей. В [80] исследованы

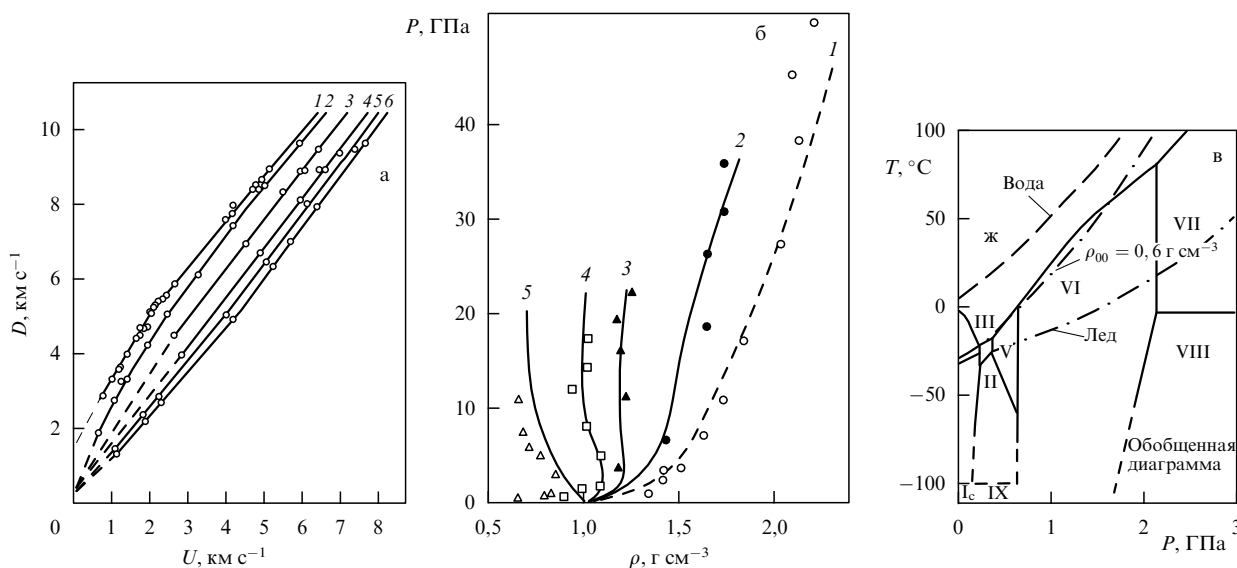


Рис. 19. (а) $D-U$ -диаграмма воды, льда и снега: 1 — вода, 2 — лед, 3–6 — снег с плотностью $\rho_{00} = 0,6; 0,35; 0,25$ и $0,15 \text{ г см}^{-3}$ соответственно. (б) $P-\rho$ -диаграмма воды (сплошные линии — расчет по [76], штриховая линия — адиабата воды): 1 — лед ($\rho_{00} = 0,915 \text{ г см}^{-3}$), 2–5 — снег с $\rho_{00} = 0,6; 0,35; 0,25$ и $0,15 \text{ г см}^{-3}$ соответственно. (в) Фазовая диаграмма воды. Сплошные линии — границы фаз, штриховые — ударные адиабаты.

растворы солей восьми галогенидов, двух сульфатов и одного тиосульфата. Полученные данные сопоставлены с адиабатой воды на рис. 20а. Видно, что экспериментальные точки растворов располагаются вблизи ударной адиабаты воды, повторяя, в целом, ее отличительные признаки — ломаная прямая с крутым первым участком ($D'_U = 1,8$) и относительно пологим вторым ($D'_U = 1,2-1,3$). Переход от первого участка ко второму у растворов примерно совпадает с соответствующим переходом у воды и происходит при $D \approx 4-5$ км с⁻¹. Отметим, что адиабаты растворов отстоят от адиабаты воды примерно на величину ΔD , равную разности скоростей звука в воде ($C_0 \approx 1,5$ км с⁻¹) и соответствующем растворе. Отсюда можно сделать вывод, что адиабаты растворов меньших концентраций рассматриваемых солей будут располагаться между адиабатами воды и насыщенного раствора соответствующей соли.

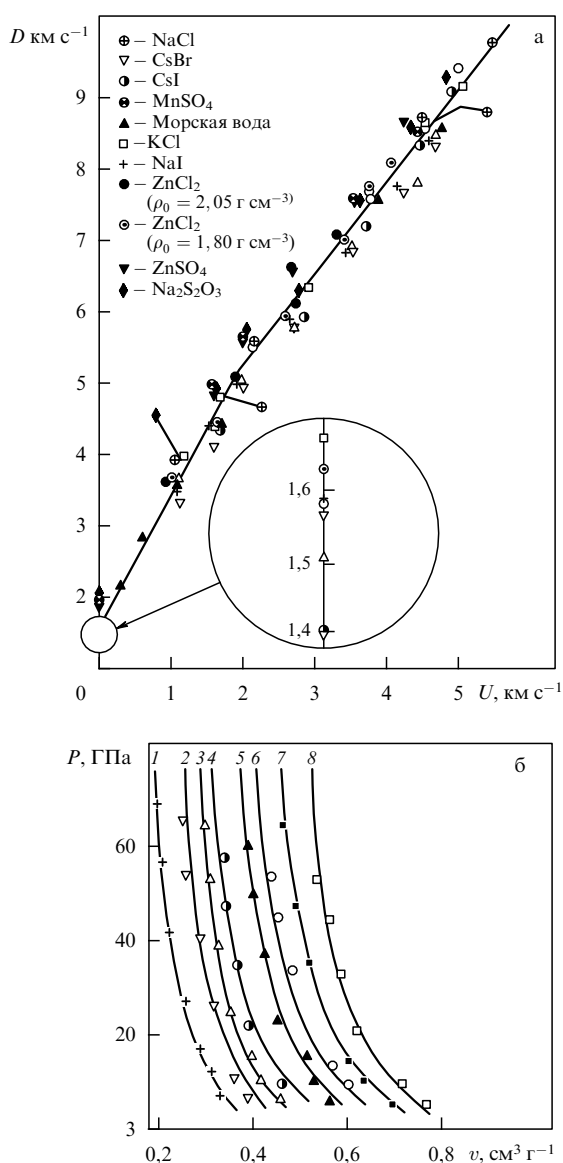


Рис. 20. (а) $D-U$ -диаграмма насыщенных растворов различных солей (сплошная линия — адиабата воды). (б) Сопоставление результатов аддитивных расчетов и эксперимента: 1 — NaI ($v = 0,05$ г см⁻³), 2 — CsBr, 3 — KI ($v = 0,03$ г см⁻³), 4 — CsI, 5 — Na₂S₂O₃ ($v = 0,04$ г см⁻³), 6 — KBr ($v = 0,05$ г см⁻³), 7 — NaCl ($v = 0,1$ г см⁻³), 8 — KCl ($v = 0,15$ г см⁻³).

Близость ударных адиабат растворов различных солей дает возможность допустить, что $D(U)$ -зависимости водных растворов других солей будут также подобны адиабате воды. В [80] показано, что новый тип соединений, который представляет собой гомогенную двухкомпонентную систему, занимающую некое среднее положение между химическими соединениями и механическими смесями, в первом приближении отвечает правилу аддитивности удельных объемов применительно непосредственно к ударным адиабатам исходных веществ. При этих оценках в качестве исходных принимались ударные адиабаты воды и адиабаты соответствующих солей. Расчеты сопоставлены с экспериментом на рис. 20б. Видно, что согласие между ними удовлетворительное, т.е. аддитивный принцип выполняется для динамических адиабат всех представленных здесь насыщенных растворов. По-видимому, этот вывод можно перенести и на растворы исследованных соединений с меньшими концентрациями.

12. Сжатие органических веществ

Этот класс веществ в последнее десятилетие находит все большее применение в различных научно-технических системах, в том числе и тех, работа которых проводится в напряженном режиме импульсных воздействий. Это требует исследования их термодинамических характеристик в области состояний, характеризующихся высокими давлениями и температурами.

Ясно, однако, что прямое изучение свойств органических веществ, число которых неограниченно, физически невозможно. Поэтому перед исследователями с самого начала встал вопрос о создании расчетной модели определения (оценок) их свойств и, в первую очередь, их ударных адиабат. Но любая модель требует для своего подтверждения определенного набора экспериментальных данных. Поэтому первоначально задача сводилась к получению и накоплению конкретных экспериментальных результатов. С этой целью все органические соединения разбиты на несколько крупных блоков:

1. *Насыщенные углеводороды (алканы)*. Их состав соответствует соединениям C_nH_{2n+2} . Данные по сжатию этих веществ приведены в [81].
2. *Ненасыщенные углеводороды (алкены C_nH_{2n} и алкины C_nH_{2n-2})* [82].
3. *Ароматические углеводороды* (углеводороды с бензольным основанием C_6H_{5+x}) [81].
4. *Спирты $C_nH_{2n+1}OH$* [82].
5. *Одноосновные кислоты $C_nH_{2n+1}COOH$* [82].
6. *Ангидриды $(C_nH_{2n+1}CO)_2O$* [82, 83].
7. *Кетоны*. Исследованы два представителя этого класса соединений — ацетон $(CH_3)_2CO$ и циклогексанон $(C_6H_{10}O)$ [82].
8. *Твердые органические вещества* — полиэтилен, плексиглас и др. [83].

Результаты исследования ударного сжатия органических веществ опубликованы в работах, ссылки на которые даны выше. Мы приведем здесь основные выводы из анализа экспериментальных данных. Они сводятся к следующему. Имеется два типа ударных адиабат органических веществ. Первый характеризуется скачком массовых скоростей при $D \approx \text{const}$. На $P-\rho$ -диаграмме это соответствует скачку плотности при слабо меняющемся давлении. Второй тип — "ломаные адиабаты"; в

$D-U$ -координатах они представлены в виде двух пересекающихся прямых разного наклона. Соответственно, в $P-\rho$ — в виде двух параболических кривых, сопряженных в точке пересечения. Такой вид адиабат указывает на существенные изменения, происходящие в структуре органических веществ при их сжатии ударными волнами.

Можно допустить [84], что эти изменения являются следствием разрыва ковалентных связей между атомами С и Н и образования новых алмазных связей С-С и молекулярных водородных Н-Н (аналогично для азота и кислорода). Конечно, возможны и другие предположения о конечных продуктах разложения. Например, в [85] предложен состав, в котором в качестве основного компонента принимается конденсированный метан. Однако, на наш взгляд, более привлекательно предположение о конечном составе в простейшей элементной форме. Косвенно на это указывает неплохое соответствие объемов на экстраполированных к $P=0$ высокоплотных ветвях адиабат углеводородов и аддитивных объемов алмаза и молекулярного водорода (для соответствующих веществ): разница между аддитивными объемами (при $P=0$) $V_{\text{алд}}$ и объемами, полученными из линейной экстраполяции верхних участков адиабат, относящихся к высокоплотным фазам, V_0 , как правило, не превышает 2%. Подобное совпадение не может быть случайным.

Отметим также результаты опытов по многоступенчатому ударному сжатию некоторых органических жидкостей, помещенных в специальные "ампулы сохранения". Максимальные давления составляли 40 ГПа. После прохождения ударных волн в сохранившихся ампулах оставался порошок аморфной сажи ("удержать" водород в не полностью герметичных ампулах не удавалось). Применительно к обсуждаемому вопросу важным результатом этих опытов является факт разложения первоначальных структур на составляющие элементы.

Итак, косвенные данные о протекании реакции разложения в соединениях типа С-Н имеются.

Для ответа на вопрос о возможности построения высокоплотных участков ударных адиабат углеводородных соединений по аддитивной смеси составляющих элементов сделана попытка простого сложения удельных объемов водорода и алмаза (в соответствии с их составом в смеси) на ударных адиабатах. Это не привело к удовлетворительным результатам. Поэтому, как и в [84], для получения аддитивных адиабат использовалась модель уравнения состояния в форме Ми-Грюнайзена:

$$P(V, T) = P(V, 0) + \frac{\gamma}{V} [E(V, T) - E(V, 0)],$$

$P(V, 0)$ и $E(V, 0)$ — холодные ($T=0$ К) составляющие давления и энергии, $P(V, T)$ и $E(V, T)$ — тепловые составляющие, γ — коэффициент Грюнайзена, V — удельный объем. Для холодных изотер принимается соотношение

$$V(P, 0) = XV^C(P, 0) + (1-X)V^H(P, 0),$$

которое справедливо при химически инертных атомах водорода и углерода. Для γ предполагается выполнение соотношения

$$\frac{V}{\gamma} = X \left(\frac{V}{\gamma} \right)^C + (1-X) \left(\frac{V}{\gamma} \right)^H.$$

В этих зависимостях X — весовая доля углерода, индексы С и Н относятся соответственно к углероду (алмаз) и водороду. Как и в [84], предполагается, что $(V/\gamma)^{C,H}$ постоянны и не зависят от V и T (их значения принимались по [84]): для алмаза $V/\gamma = 0,335 \text{ см}^3$, для водорода — $3,0 \text{ см}^3$.

Вещества с гладкими ударными адиабатами (гладкими $D(U)$ -зависимостями), центрированные к V_0 (исходный, "экспериментальный" удельный объем) представляются в форме

$$P_H = \left[P(V, 0) + \frac{\gamma}{V} \int_{V_0}^V P(V, 0) dV \right] \left[1 - \frac{\gamma}{2V} (V_0 - V) \right]^{-1}$$

(в данном случае адиабатами подобного типа являются адиабаты алмаза и молекулярного водорода).

Адиабаты органических соединений, состоящие при высоких давлениях из водородо-алмазной "смеси", характеризуются (в $P-V$ -координатах) двумя участками: первым, центрированным к начальному объему V_{00} (при $P=0$), и вторым "смесевым" участком, отвечающим экстраполяционной величине V'_0 — исходному объему смеси фаз. Адиабата плотной фазы запишется в этом случае в виде

$$P'_H = \left\{ P_H \left[1 - \frac{\gamma}{2} \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right) \right] + \frac{\gamma}{V} [E'_0 - E_0] \right\} \times \left[1 - \frac{\gamma}{2} \left(\frac{V'_0}{V} - 1 \right) \right]^{-1}.$$

Здесь E'_0 — начальная энергия в исходном состоянии. Влияние $E'_0 - E_0$ при ее разумной вариации на P'_H не велико, и им можно пренебречь. Определив по известным ударным адиабатам алмаза, водорода, кислорода и азота их кривые холодного сжатия и используя известные значения V/γ из [84], можно просчитать параметры сжатия адиабат P'_H для различных веществ, полученных в [81–83] и некоторых других работах.

На рисунке 21 сравниваются расчетные и экспериментальные данные для некоторых органических веществ обоих типов ("ломаные" и "разрывные" адиабаты). Совпадение результатов расчета и эксперимента свидетельствует о разумности предположения о разрыве молекулярных связей С-Н (С-Н-Н-О) с образованием смеси двух фаз — углерода (алмаза) и молекулярного водорода (или кислорода и азота). Такое же

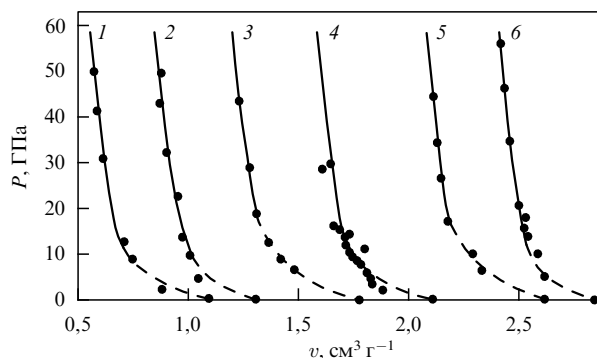


Рис. 21. Аддитивный расчет ударных адиабат органических соединений: 1 — муравьиная кислота, 2 — тетракозан, 3 — циклогексанон ($v+1$), 4 — нитробензол ($v+3$), 5 — октиловый спирт ($v+2$), 6 — плексиглас ($v+2$).

соответствие имеется и для других, не представленных здесь веществ.

Модель, справедливость которой проверена более чем на 30 различных веществах, по-видимому, допустима и для описания других углеводородных соединений. При этом надо отметить, что ее применение ограничено давлениями $P > 20$ ГПа, т.е. давлениями, при которых завершаются "перестройки" ударных адиабат.

13. Заключение

В обзоре приведены обобщенные результаты лабораторных измерений ударного сжатия широкого класса веществ, начиная с элементов и их сплавов и кончая сложными соединениями. Результаты исследований представляют интерес как для физики высоких плотностей энергий, так и для многочисленных технических приложений. Рассмотренные данные являются основой для построения уравнений состояния различных веществ.

На основе анализа экспериментальных результатов:

— дана классификация ударных адиабат элементов по типу $D(U)$ -зависимостей. В широком диапазоне изменения кинематических параметров показан "выход" ударных адиабат элементов на предельный режим с наклоном $D'_U = 1,2-1,3$;

— показано, что для веществ с большой степенью пористости ($m > 20$) адиабаты в $D-U$ -плоскости располагаются в непосредственной близости от предельной зависимости $D = U$. Отсюда следует, что проведение измерений при $m > 20-30$ становится нецелесообразным, поскольку новые данные в этих координатах будут практически совпадать с уже полученным "предельным" положением адиабат;

— установлено качественное сходство в расположении адиабат пористых элементов и различных соединений. Оно выражается в наличии для каждого вещества и для всех степеней пористости m единого общего значения D_0 при $U = 0$ (или малого интервала ΔD_0) и перехода всех адиабат (с ростом кинематических параметров) к $D(U)$ -зависимостям, характеризуемым одинаковым предельным наклоном $D'_U = 1,2-1,3$;

— из взаимного сопоставления адиабат металлов, относящихся в исходном состоянии к двум различным фазам — твердой и жидкой (предварительно расплавленные образцы), сделан вывод о плавлении на ударной адиабате "холодного" металла при параметрах, когда у обеих адиабат совпадают функции D и U и их производные;

— выявлены характерные особенности адиабат различных исследованных соединений, на основе которых в рамках аддитивных решений оказалось возможным проведение оценок положения адиабат для веществ, однотипных исследованным.

Вместе с обзором результатов по ударному сжатию веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов [3] настоящая работа подводит определенный итог исследованиям этого направления.

В заключение считаю для себя обязательным поблагодарить сотрудников РФЯЦ–ВНИИЭФ, внесших наибольший вклад в изучение ударного сжатия различных веществ. Автору посчастливилось работать вместе с замечательным коллективом единомышленников. Это были незабываемые годы, когда, по существу, единственным движущим стимулом в наших исследованиях было

желание сделать как можно больше для научного престижа и обороны своей страны, когда над нами не довели финансовые проблемы и ограничения и когда лично для нас работа определялась лишь бескорыстным интересом к ее результатам.

Наибольший вклад в результаты исследований внесли старейшие сотрудники института, со многими из которых автор работал на протяжении десятков лет.

Это Л.В. Альтшулер — основоположник динамического направления исследований свойств веществ, под руководством и при участии которого получены основополагающие результаты по ударному сжатию металлов и который много сделал для становления меня как физика-исследователя;

А.А. Баканова — мой первый наставник, вместе с которой проведены многочисленные исследования свойств ударно-сжатых металлов и которая привила мне любовь к эксперименту;

В.Н. Зубарев — проницательный исследователь, глубоко понимающий суть изучаемых явлений и бескорыстно делившийся своими знаниями с коллегами и товарищами;

Г.В. Симаков — мой ближайший коллега и соавтор большинства работ, прошедший рядом со мной 40-летний путь исследований;

М.Н. Павловский, заложивший основу конструкций плоско-волновых измерительных систем, широко использовавшихся в наших работах, выполнивший большой цикл исследований по изучению ударного сжатия многих, в частности высокотвердых, веществ;

М.А. Подурец, чье глубокое понимание теоретических сторон исследуемых процессов, искренняя заинтересованность в результатах эксперимента, инициатива в постановке ряда исследований во многом способствовали успешному их проведению;

М.В. Жерноклетов и Г.С. Телегин, вместе с которыми выполнены исследования сжатия органических веществ, горных пород и некоторых других материалов;

В.А. Бугаева, В.В. Дорохин, И.П. Дудолов, А.А. Евстигнеев, Н.Ф. Кузнецов, Б.Н. Моисеев, Л.В. Попов, Ю.Н. Сутулов, В.В. Шутов и многие другие научные сотрудники, принимавшие непосредственное участие в исследованиях ударного сжатия веществ.

Многие неупомянутые здесь сотрудники на протяжении всех этих лет искренне и бескорыстно отдавали и отдают до сих пор свой опыт и знания служению нашей науке — физике высоких плотностей энергий. Даже простое перечисление их фамилий заняло бы слишком много места в этой статье. Поэтому я вынужден ограничиться словами искренней признательности им за их бескорыстный и, по существу, неоплаченный труд.

Автор искренне благодарен Б.Л. Глушаку, взявшему на себя труд ознакомиться с рукописью обзора и сделавшему ряд замечаний по существу работы, а также помогавшей мне в оформлении обзора Н.Л. Шаболдиной.

Список литературы

1. Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996)
2. Альтшулер Л В, Крупников К К, Бражник М И *ЖЭТФ* **34** 886 (1958)
3. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994)
4. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **34** 874 (1958)
5. Бугаева В А, Евстигнеев А А, Трунин Р Ф *ТВТ* **34** 684 (1996)

6. Dandekar D P *J. Appl. Phys.* **47** 4703 (1976)
7. Дремин А Н, Канель Г И *ПМТФ* (2) 146 (1976)
8. Подурец А М и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (6) 26 (1989)
9. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **5** (1) 279 (1963)
10. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **38** 790 (1960)
11. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ЖЭТФ* **42** 91 (1962)
12. Альтшулер Л В и др. *ПМТФ* (2) 3 (1981)
13. Trunin R F *Shock Compression of Condensed Materials* (Cambridge: Univ. Press, 1998)
14. Barker L M *J. Appl. Phys.* **46** 2544 (1975)
15. Альтшулер Л В, Баканова А А, Дудолодов И П *Письма в ЖЭТФ* **3** 483 (1966)
16. Альтшулер Л В, Баканова А А *УФН* **96** 193 (1968)
17. Carter W J et al. *J. Phys. Chem. Solids* **36** 741 (1975)
18. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **33** 222 (1995)
19. *Last Shock Hugoniot Data* (Los Alamos Series on Dynamic Material Properties, Ed. S P Marsh) (Berkeley: Univ. California Press, 1980)
20. Медведев А Б *Вопросы атом. науки техн.* (1) 12 (1992)
21. Крупников К К, Бражник М И, Крупникова В П *ЖЭТФ* **42** 675 (1962)
22. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **42** 686 (1962)
23. Трунин Р Ф, Симаков Г В *ЖЭТФ* **103** 2180 (1993)
24. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **96** 1024 (1989)
25. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (11) 72 (1990)
26. Ragan Ch. III *Phys. Rev. A* **29** 1391 (1984)
27. Зубарев В Н и др., в сб. *Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям* Т. 1 (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 61
28. Подурец М А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (1) 16 (1981)
29. Баканова А А и др. *ЖЭТФ* **68** 1099 (1975)
30. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Медведев А Б *ТВТ* **37** 732 (1999)
31. Урлин В Д *ЖЭТФ* **49** 485 (1965)
32. Сапожников А Т, Першина А В *Вопросы атом. науки техн.* (4) 47 (1975)
33. Глушак Б Л и др. *Вопросы атом. науки техн.* (2) 57 (1991)
34. Альтшулер Л В, Брусникин С Е *ТВТ* **27** (1) 42 (1989)
35. Баканова А А, Дудолодов И П, Сутулов Ю Н *ПМТФ* (6) 167 (1972)
36. Белякова М Ю и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (1) 99 (1991)
37. Баканова А А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (6) 58 (1995)
38. Альтшулер Л В, Шарипджанов И И *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (3) 11 (1971)
39. Павловский М Н *ФТТ* **13** 893 (1971)
40. Ларин В Н *Гипотеза изначально гидридной Земли* 2-е изд. (М.: Недра, 1980)
41. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (11) 65 (1987)
42. Ададулов Г А и др. *ПМТФ* (4) 81 (1962)
43. Wackerle J J *Appl. Phys.* **33** 922 (1962)
44. Альтшулер Л В, Трунин Р Ф, Симаков Г В *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (10) 1 (1965)
45. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (1) 13 (1971)
46. Аврорин Е Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **31** 727 (1980)
47. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Подурец М А *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (2) 33 (1971)
48. Подурец М А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (11) 59 (1976)
49. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (2) 72 (1990)
50. Vildanov V G et al., in *Shock Compression of Condensed Matter — 1995* Vol. 1 (Eds S C Schmidt, W C Tao) (New York: American Institute of Physics, 1995) p. 121
51. Holmts N C, Sce E F, in *Shock Compression of Condensed Matter — 1991* (Eds S C Schmidt, R D Dion) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 91
52. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (7) 3 (1976)
53. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (4) 30 (1990)
54. Furuish M D, Ito E J, in *Press, Proceedings of the 1995 ARC Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter* (Seattle: WA, 1995)
55. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **15** 1436 (1973)
56. Симаков Г В, Подурец М А, Трунин Р Ф *ДАН СССР* **211** 1330 (1973)
57. Калашников Н Г и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (2) 23 (1973)
58. Симаков Г В и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (8) 11 (1974)
59. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (2) 77 (1980)
60. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **5** 279 (1963)
61. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **47** 1202 (1964)
62. Liu L, Bassett W A *J. Appl. Phys.* **44** 1475 (1973)
63. Piermarini G J, Block S *Rev. Sci. Instrum.* **46** 973 (1975)
64. Альтшулер Л В, Кулешова Л В, Павловский М Н *ЖЭТФ* **39** 16 (1960)
65. Кулешова Л В, Павловский М Н *ФТТ* **18** 573 (1976)
66. Алдер Б, в сб. *Твердые тела по высоким давлениям* (Под ред. В Поля, Д Варшауэра) (М.: Мир, 1966) с. 430
67. Подурец М А и др. *ТВТ* **34** 864 (1996)
68. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (1) 52 (1988)
69. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (9) 1 (1965)
70. Буллен К Е *Сейсмология и внутреннее строение Земли в целом* (М.: ИЛ, 1958)
71. Birch F *J. Geophys. Res.* **57** 227 (1952)
72. Ringwood A E *Phys. Earth Planet. Inter.* **3** 109 (1970)
73. Телегин Г С и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (5) 22 (1980)
74. Walsh J M, Rice M H *J. Chem. Phys.* **26** 815 (1957)
75. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ДАН СССР* **121** (1) 67 (1958)
76. Подурец М А и др. *ЖЭТФ* **62** 710 (1972)
77. Волков Л П и др. *Письма в ЖЭТФ* **31** 546 (1980)
78. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **37** 732 (1999)
79. Тонков Е Ю *Фазовые превращения соединений при высоком давлении* Справочник (М.: Металлургия, 1988) с. 29
80. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* (12) 37 (1987)
81. Трунин Р Ф и др. *Хим. физика* **8** 539 (1989)
82. Трунин Р Ф и др. *Хим. физика* **11** 424 (1992)
83. Трунин Р Ф и др. *Хим. физика* **11** 557 (1992)
84. Ree F H *J. Chem. Phys.* **70** 974 (1979)
85. Воскобойников И М *Хим. физика* **5** 697 (1986)

Shock compression of condensed materials (laboratory studies)

R.F. Trunin

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics
 prosp. Mira 37, 607190 Sarov, Nizhniĭ Novgorod Region, Russian Federation
 Tel. (7-831-30) 4-41-18. Fax (7-831-30) 4-59-58
 E-mail: root@gdd.uniief.ru

Laboratory shock compression data obtained in Russia since 1947 are reviewed, covering elements and alloys, organic compounds, minerals, rocks, and liquids as well as the hydrides, carbides and nitrides of metals.

PACS numbers: **07.35.+k**, **62.50.+p**, 91.60.Gf

Bibliography — 85 references

Received 18 December 2000