

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов

Р.Ф. Трунин

Приведены результаты экспериментальных исследований сжимаемости конденсированных веществ в условиях подземных ядерных взрывов. Большинство измерений носит абсолютный характер и охватывает диапазон 5–10 ТПа для тяжелых веществ и 2 ТПа для легких. Исследованы железо, свинец, медь, кадмий, молибден, алюминий, а также кварц, вода и плексиглас. Помимо сплошных образцов, приведены результаты измерений сжимаемости пористых образцов железа, меди, вольфрама и кварца. Полученные данные соответствуют расчетной модели Томаса–Ферми с квантовой и обменной поправками при учете взаимодействия ядер. Показано, что наклон адиабат dD/dU в области сверхвысоких давлений (для тяжелых веществ при давлениях выше 1 ТПа, для легких выше 0,3 ТПа) составляет 1,2. В области давлений лабораторных экспериментов показана независимость результатов от масштаба опыта.

PACS numbers: 62.50.+p; 28.70; 62.90.+k

Содержание

1. Введение (1215).
 2. Измерение абсолютной сжимаемости веществ при давлениях ниже 1 ТПа (1217).
 3. Исследование абсолютной сжимаемости веществ при давлениях выше 1 ТПа (1221).
 - 3.1. Адиабаты эталонных металлов. 3.2. Сжимаемость меди, свинца, кадмия и молибдена. 3.3. Сжимаемость кварца, плексигласа и воды. 3.4. Ударные адиабаты пористых металлов — железа, меди и вольфрама.
 4. Относительная сжимаемость титана, железа, меди и свинца при давлениях 15–20 ТПа (1233).
 5. Заключение (1235).
- Список литературы (1236).

1. Введение

Условия Московского договора (1963 г.) о запрещении проведения ядерных взрывов в трех средах оставляли единственный разрешенный вид испытаний — подземные взрывы, проводимые в массивах горных пород.

Исследователи получили при этом в свое распоряжение доселе невиданный по концентрации энергии источник мощной ударной волны в конденсированной среде,

не воспользоваться которым для научных целей было бы непростительной ошибкой. Поэтому, наряду с измерениями параметров взрывов, практически с первых же подземных испытаний начали проводиться исследования различных свойств веществ, в том числе ударной сжимаемости. Результатам, полученным в этом направлении, и посвящен настоящий обзор.

Уникальные условия испытаний — широчайший диапазон изменения давлений в опытах, одномерность, в основном, развития процесса взрыва, возможность проведения измерений с использованием крупных образцов (размеры которых на порядки превышают лабораторные), хорошая (а иногда и регулируемая) симметрия движения ударной волны — позволили сформулировать следующие направления этих исследований:

— подтверждение правильности экспериментальных данных, полученных в лабораторных условиях, при существенно больших временах воздействия ударных волн на образцы (речь идет, по существу, об изучении релаксационных явлений в образцах, подвергнутых воздействию ударных волн одинаковой амплитуды, но разной длительности);

— исследование сжимаемости веществ при давлениях в единицы терапаскалей, т.е. в промежуточной области давлений между лабораторной (до 1 ТПа) и расчетной, теоретической (десятки-сотни терапаскалей), и получение надежных интерполяционных зависимостей в этом диапазоне давлений;

— измерения при сверхвысоких давлениях (выше 10 ТПа) с целью выбора наиболее адекватной эксперименту теоретической модели вещества и изучения осцилляционных эффектов, связанных с влиянием электронной структуры атомов на их термодинамические свойства.

Р.Ф. Трунин. Российский ядерный центр: Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16, Нижегородская обл., Россия
Тел. (831-30) 5-65-09. Факс (831-30) 5-45-65

Статья поступила 23 мая 1994 г., после доработки 3 августа 1994 г.

В задачу исследований входило получение информации об абсолютной (в методическом смысле) сжимаемости конденсированных веществ, в первую очередь металлов.

В области давлений до 1 ТПа (лабораторный диапазон) эта задача решается просто, поскольку она сводится к определению состояний в эталонном веществе-экране (уравнение состояния которого известно) и волновой скорости в исследуемом веществе [1]. При давлениях, превышающих лабораторные, требуется проводить калибровку ударных адиабат эталонов, т.е. определять сжимаемость эталонных металлов в этой области давлений с использованием абсолютных методов¹ (в частности, метода торможения [2]) или каких-нибудь других методов, основанных, например, на использовании специфических для ядерных взрывов мощных потоков (n, γ)-излучений.

Первоначально реализация этих методов (в области высоких давлений) представляла собой настолько значительные трудности, что было признано целесообразным, наряду с попытками выполнения абсолютных измерений, проводить исследования сравнительной сжимаемости веществ способом, наиболее простым и легким в реализации. Он заключается в регистрации скорости ударной волны, последовательно проходящей через слои исследуемых веществ, одно из которых принимается в качестве эталона. Для эталонного вещества уравнение состояния считается известным, в частности его динамическая адиабата задается достаточно достоверной интерполяцией между экспериментальным участком и расчетной областью, определяемой соответствующими теоретическими моделями. По скорости ударной волны в эталоне находятся параметры исходных состояний, а искомые характеристики в исследуемых веществах определяются построениями на диаграмме давление–массовая скорость с использованием метода отражения [1].

Первая наша попытка проведения измерений сжимаемости с использованием энергии подземных взрывов относится к концу 1965 г. Целью измерений являлось определение сжимаемости горной породы при давлениях 50–100 ГПа, а также сравнительной сжимаемости системы Pb–Fe при давлениях выше 1 ТПа. Однако по техническим причинам эти измерения оказались неудачными.

Первые результативные измерения ударной сжимаемости горной породы (гранит) были осуществлены в первой половине 1966 г. группой К.К. Крупникова. Полученные данные при давлениях 350 ГПа не противоречили лабораторным результатам, выполненным к тому времени нами примерно в той же области давлений.

В том же году в измерениях [3] был преодолен рубеж 1 ТПа при исследованиях сжимаемости системы Fe–Pb–U (полученные давления в Fe составили 3,8 ТПа, в U — 4,0 ТПа) и системы Al–SiO₂ (кварцит), сжимаемость которой была определена при давлениях 2 ТПа [4].

В последующие годы развитие шло как по пути увеличения числа изучаемых веществ, так и по пути

расширения диапазона исследуемых давлений. Были получены данные по сравнительной сжимаемости воды (эталон — Al) при давлениях 1,4 ТПа, кварца различной исходной плотности (1,75 и 1,35 г см⁻³) при давлениях 2,0 и 1,8 ТПа, плексигласа (C₅H₈O₂)_n при давлениях 0,6 ТПа, графита (C), рутила (TiO₂), каменной соли, алюминия, ряда горных пород (гранит, сланец, доломит) и других веществ (в том числе пористых) в области сравнительно невысоких давлений (до 1 ТПа).

Сравнительная сжимаемость металлов в системе Pb–Cu–Cd была исследована в 1968 г. при давлениях 1,5 ТПа [5], затем в 1970 г. при 5 ТПа [6]. В 1970 г. был увеличен "потолок" давлений и для системы Fe–Pb: 5,2–5,8 ТПа [6]. В 1971–1975 гг. были проведены измерения сжимаемости пористых металлов — меди, железа, вольфрама [7] и ряда других элементов при терапаскальных давлениях.

Поскольку вплоть до 1976 г. энергия испытываемых зарядов была неограничена, во многих случаях оказалось возможным проводить измерения с интересующими нас параметрами ударных волн (при давлениях в единицы терапаскалей) на сравнительно больших расстояниях от центра взрыва (до 10 м), что упрощало интерпретацию результатов и делало измерения более надежными. Это связано, в частности, с тем, что на таких расстояниях ударная волна имеет малую кривизну и сравнительно слабый спад давления за фронтом.

К 1978 г. относятся первые открытые публикации результатов измерений сжимаемости в условиях подземных испытаний группы Рагана III [8] из Лос-Аламосской Национальной лаборатории, продолженных в последующих работах [9–11]. Объектами изучения являлись, в основном, те же материалы, что и в наших исследованиях.

К началу 80-х годов в нашей лаборатории "потолок" сравнительных измерений был поднят до 20 ТПа (для системы Fe — эталон, Cu, Pb, Ti — исследуемые металлы) [12]. Полученные результаты характеризовались примерно в два раза большей (чем мы допускали тогда) погрешностью измерений, что явилось основной причиной отсутствия публикаций в те годы.

В 1980 г. сообщениями о сравнительной сжимаемости Pb, SiO₂, Al и H₂O при давлениях до 10 ТПа заявила о себе челябинская группа исследователей [13]. Это первая публикация, в которой был преодолен рубеж давлений 10 ТПа. В последующие годы той же группой "потолок" давлений был поднят до рекордных значений 700 ТПа (1983 г.) [14, 15]. Первые данные о сравнительной сжимаемости металлов, полученные в Ливерморской Национальной лаборатории, были опубликованы в 1983 г. [16]. К 1990 г. относятся публикации китайских ученых [17].

Как отмечалось, с начала 70-х годов неоднократно предпринимались попытки измерения абсолютной сжимаемости одного из металлов, используемого в лабораторных условиях в качестве эталона (Fe, Al, Cu, Mo). Часть таких измерений в нашей лаборатории была выполнена методом торможения — путем регистрации скорости полета пластины-ударника и ударной волны, создаваемой в приемнике из того же материала при ударе по нему пластины. Технически такие измерения оказались трудно реализуемыми, что было связано со сложностями создания хорошей симметрии (плоскостности) полета пла-

¹ Это методы, в которых измеряются два независимых параметра, например массовая (U) и волновая (D) скорости, а остальные величины (давление P , плотность ρ , энергия ударного сжатия E) определяются через них с использованием законов сохранения.

стины, необходимостью существенного уменьшения ее разогрева ударной волной, использованием в ряде случаев радиационно-стойких датчиков и т.п. Тем не менее ряд результатов в этих опытах был получен. О трех из них будет рассказано ниже (эти измерения были выполнены в 1970–1974 гг.).

В 1977 г. Раганом III [8] был предложен новый способ определения абсолютной сжимаемости, реализованный им на примере молибдена. Скорость ударной волны в образце определяется по световым вспышкам, соответствующим выходу волны на контрольные базовые поверхности. Измерение массовой скорости основано на регистрации смещения резонансов взаимодействия нейтронов с ядрами движущегося вещества по отношению к покоящимся ядрам — на эффекте Доплера. Источником получения высоких давлений является энергия деления ядер урана-235 нейтронами ядерного взрыва. Условия опыта в силу самой постановки (плоский образец урана, облучаемый нейтронами, и образец молибдена, примыкающий к нему) обеспечивают требуемую симметрию ударной волны. Тем не менее в реальных условиях из-за неопределенности длительности нейтронного импульса и различных механизмов размытия резонансов погрешность определения массовых скоростей составила около 5 %, что не может считаться удовлетворительным для калибровки эталонного металла.

В 1980 г. В.А. Симоненко и Л.П. Волковым был предложен и осуществлен на примере алюминия другой способ определения абсолютной сжимаемости — так называемый метод γ -репера [18]. Определение кинематических параметров ударной волны в этом методе производится путем регистрации передвижения вмонтированных в исследуемый образец тонких слоев-таблеток, активированных потоком излучения (γ -активных индикаторов). За передвижением таблеток (через специальные узкие щели-коллиматоры) следят датчики-преобразователи γ -излучения в световые потоки. В методе принимается, что скорость таблеток совпадает с массовой скоростью алюминия, а симметрия волны обеспечивается геометрией взаимного расположения экспериментального блока и взрывного устройства. В ряде случаев необходим также расчетный учет нагрева исследуемого вещества, происходящий за счет энергии, связанной с захватом нейтронов в образцах [18]. Все это может приводить к определенным погрешностям метода.

Ниже рассматриваются результаты исследований ударной сжимаемости (как относительными, так и абсолютными методами), полученные, в основном, в нашей лаборатории. Они сравниваются с данными других авторов, относящимися к тем же веществам и диапазонам давлений. Экспериментальный материал разбит на три раздела. В разделе 2 представлены исследования при относительно небольших давлениях, примерно соответствующих лабораторному диапазону, т.е. ниже 1 ТПа. Это данные абсолютных измерений, полученные методом отражения. В раздел 3 включены данные по измерению сжимаемости абсолютными методами в области терапаскальных давлений (до 10 ТПа). К разделу 4 относятся исследования, проведенные относительными методами. Диапазон давлений в этих исследованиях простирается до гигантских значений (сотни терапаскалей).

2. Измерение абсолютной сжимаемости веществ при давлениях ниже 1 ТПа

В рассматриваемых ниже измерениях постановка опытов отвечала требованиям метода отражения, когда по экспериментально определенным состояниям ударного сжатия в экране и образце (в наших опытах — это волновая скорость D) и уравнению состояния вещества экрана построениями на $P-U$ -диаграмме с использованием законов сохранения определяются давление $P = \rho_0 D U$, массовая скорость U , плотность $\rho = \rho_0 D / (D - U)$ и энергия ударного сжатия $E = 0,5 P (\rho - \rho_0) / \rho_0 \rho$.

В обычной постановке опытов по методу отражения ударная волна транслируется к исследуемому образцу через экран из эталонного металла. В такой геометрии проводилось большинство измерений сжимаемости веществ: горные породы, каменная соль, пористые медь и рутит, кварцит (в том числе пористый) и др.

В условиях подземных взрывов при определении сжимаемости горных пород оказывается более удобным использовать так называемый "обратный" метод отражения [4], когда образец из эталонного металла располагается после исследуемой горной породы. В этом случае, состояние 2 ударного сжатия в эталоне (рис. 1) получается путем нагружения горной породы из состояния 1, расположенного на волновом луче $P = \rho_0 D U$. Если адиабаты эталона и горной породы близки, т.е. $\Delta P = P_2 - P_1$ мало, линия 1–2 практически совпадает с адиабатой расширения эталона из состояния 2 до волнового луча $\rho_0 D U$. В нашем случае (при исследовании сжимаемости горных пород) единственным эталонным металлом, отвечающим условию близости адиабат, является алюминий, который и использовался нами в качестве экрана в обратном методе отражения.

Поскольку рассматриваемый диапазон давлений не превышает лабораторный, измерения в условиях подземных взрывов дают возможность решать специфические задачи, определяемые уникальными условиями опытов и, в частности, возможностью проведения измерений на толщинах образцов, на порядок и более превышающих лабораторные.

Среди вопросов, требовавших своего экспериментального исследования, первым стоял вопрос об устойчивости положения ударных адиабат веществ, претерпевших под действием ударных волн фазовые превращения. Речь идет о так называемом "масштабном факторе", определяемом отношением времени фазового превраще-

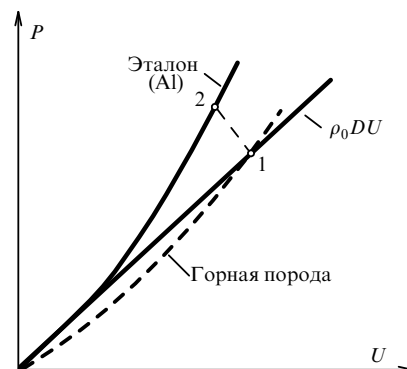


Рис. 1. Схема "обратного" метода отражения

Таблица 1

Исследуемое вещество; ρ_0 , г см ⁻³	Толщина образца, мм	$U_{\text{экр}}$, км с ⁻¹	Параметры сжатия в исследуемом веществе				Метод отражения
			D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ГПа	ρ , г см ⁻³	
Кварцит 2,65	80	2,19	6,06	2,50	40,1	4,51	Обычный
	80	3,01	7,49	3,32	66,0	4,76	
	80	3,96	8,99	4,26	101,4	5,04	
	500	6,92	13,60	7,09	256,0	5,54	Обратный
		8,24	15,28	8,40	340,0	5,89	
Сланец 2,77	500	2,08	6,40	2,29	41,0	4,31	Обратный
	500	3,07	8,10	3,24	73,0	4,62	
	500	4,23	9,75	4,41	119,0	5,06	
	500	6,05	12,00	6,21	206,0	5,74	
	500	9,07	16,32	9,06	410,0	6,23	
Доломит 2,84	500	3,05	8,77	3,09	76,6	4,39	Обратный
	500	2,21	7,72	2,24	49,1	4,00	
Графит 1,878	70	3,26	8,13	3,97	60,6	3,67	Обычный
Каменная соль 2,16	50	3,59	8,94	4,10	79,17	4,00	Обычный
Плексиглас 1,18	80	0,73	4,61	1,10	5,99	1,55	Обычный

ния к характерному времени воздействия ударной волны на образец.

В лабораторных экспериментах, выполняемых на малых толщинах образцов (порядка нескольких миллиметров), непосредственно после фазового перехода могут фиксироваться "замороженные" состояния неравновесной системы легкой и тяжелой фаз, и положение кривых сжатия в этом случае может зависеть от времени. Если допустить, что реакция образования тяжелой фазы продолжается за фронтом ударной волны, то большие времена воздействия на образцы в условиях подземных взрывов могут приводить к большей завершенности фазового превращения (бóльшему содержанию тяжелой фазы). Следствием этого должно быть смещение положения ударной адиабаты в P - ρ -плоскости в сторону бóльших плотностей.

Первыми объектами измерений по проверке масштабного фактора стали минералы и горные породы. Как известно, подавляющая их часть при давлениях 10–40 ГПа претерпевает фазовые изменения (связанные, в основном, со структурными превращениями), которые проявляются в достаточно резком увеличении плотности, изменении наклона ударной адиабаты и т.п. И

вопрос о том, насколько устойчивым является положение их ударных адиабат после фазовых переходов, представляет не только научный, но и большой практический интерес.

Среди минеральных структур первым из исследуемых веществ стал кварц, точнее, поликристаллический кварцит, — горная порода, почти полностью состоящая из кварца. Его сжимаемость в "полномасштабных условиях"² подземных взрывов рассмотрена в [4, 19].

Опыты, схема которых представлена на рис. 2, ставились в двух вариантах: по обычному и обратному методам отражения. Толщина образцов кварцита варьировалась от 80 мм (обычный метод) до 500 мм (обратный метод). Во всех опытах, проведенных в условиях подземных взрывов, диаметры и толщины образцов выбирались из условия отсутствия влияния боковых волн разгрузки на параметры фронта волны в зоне, где проводилась их регистрация. Эталонном служил алюминий, ударная адиабата которого до давлений 200 ГПа ($D \leq 12$ км с⁻¹) отвечала линейному соотношению (D , U в км с⁻¹)

$$D = 5,333 + 1,356U,$$

которое использовалось для перехода от измеренных волновых скоростей к остальным параметрам сжатия алюминия³. Системой регистрации служили электроконтактные датчики с записью временных интервалов прохождения ударной волны по образцам на регистраторах с погрешностью $5 \cdot 10^{-9}$ с. (Эта система использовалась в подавляющей части наших экспериментов.) Аналогичные измерения были проведены еще с двумя горными породами — доломитом и сланцем [20].

Результаты исследований кварцита, доломита и сланца приведены в табл. 1. На рис. 3 они сопоставлены

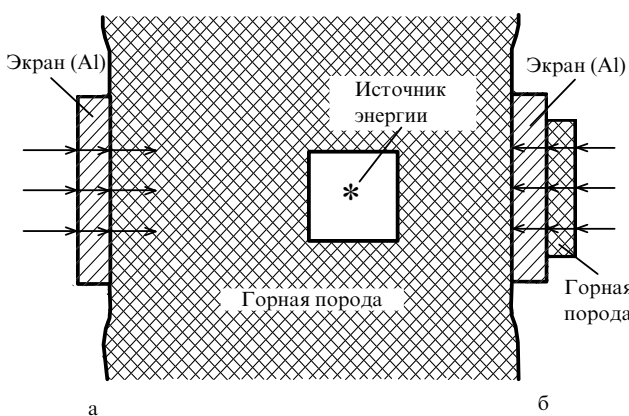


Рис. 2. Схема опытов по методу отражения при подземных взрывах: (а) "обратный" метод; (б) обычный метод

² Термин "полномасштабные условия" (т.е. условия подземных ядерных взрывов) будет использоваться нами и далее.

³ В исследуемой области давлений адиабаты расширения алюминия из состояний на ударной адиабате совпадают с зеркальным отображением его ударной адиабаты для всех веществ, рассматриваемых в этом разделе (горные породы, каменная соль, графит, плексиглас).

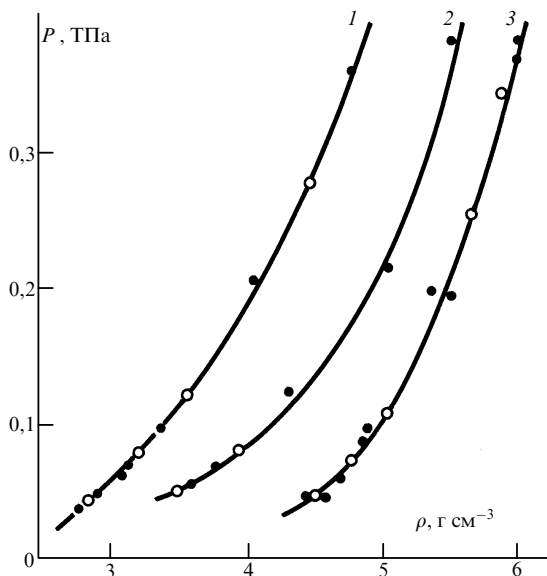


Рис. 3. Сравнение лабораторных измерений сжимаемости горных пород (точки) с данными при подземных взрывах (кружки): (1) сланец; (2) доломит; (3) кварцит

с данными лабораторных измерений. Видно их взаимное соответствие. Тем самым показано отсутствие влияния масштаба опыта на результаты измерений. Отметим значение этих данных для понимания кинетики фазовых переходов, поскольку факт совпадения адиабат в лабораторных и полномасштабных опытах означает доказательство определяющей роли ударно-волнового фронта в процессе образования новой фазы: ее "наработка" происходит, в основном, на фронте волны.

Совпадение данных по устойчивости ударных адиабат для трех различных пород, одной из которых является преобладающей во многих минеральных структурах кварцит, свидетельствует о том, что вопрос о масштабном факторе, его влиянии на положение ударных адиабат горных пород следует, по-видимому, считать решенным.

Выскажем одно общее замечание. Результаты регистраций в вышеприведенных и последующих измерениях определяют средние значения волновых скоростей на выбранных толщинах исследуемых веществ. Из-за имеющегося в опытах затухания волн сопоставление скоростей проводится на одной общей границе раздела пар веществ. Переход от средних значений волновых скоростей в образцах к их мгновенным значениям на границе осуществляется либо с использованием экспериментальных регистраций затухания волн в исследуемых веществах (когда измерения проводятся на нескольких уровнях), либо путем введения расчетных поправок. В некоторых опытах условия проведения измерений выбирались такими, что затухание ударной волны можно было не учитывать, т.е. профиль волны был практически незатухающим. В этом случае в тексте делаются соответствующие оговорки.

Следующим веществом, представляющим интерес с точки зрения возможного влияния масштаба опыта на сжимаемость, стал графит. По данным [21, 22] положение кривой ударного сжатия графита (выше давлений перехода в алмазоподобную фазу) зависит от толщины исследуемых образцов. Согласно [22] при $P > 55$ ГПа

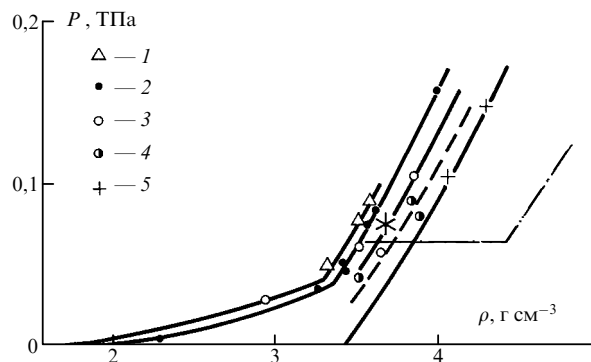


Рис. 4. P - ρ -диаграмма сжатия углерода по лабораторным измерениям при начальных плотностях 1,77 (1), 1,85 (2), 2,23 (3), 2,23 г см⁻³ (4, толщина образцов увеличена) в графите и 3,51 г см⁻³ (5) в алмазе. Звездочкой показана точка, полученная в условиях подземных взрывов, штрихпунктиром — ударная адиабата по [22]

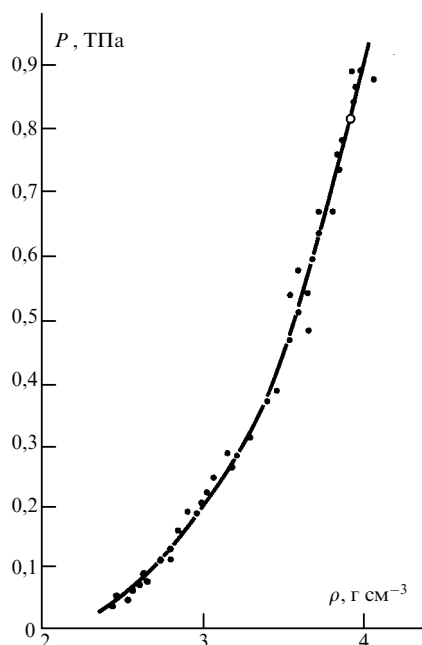


Рис. 5. Ударная адиабата каменной соли. Обозначения точек те же, что и на рис. 3

происходит металлизация графита, сопровождаемая резким возрастанием плотности. И хотя в [21] показана ошибочность этого утверждения (по результатам измерений на образцах, в два-четыре раза превосходящих по толщине те, что использовались в [22]), было признано полезным провести дополнительную проверку этих результатов на еще больших толщинах образцов в условиях подземных взрывов. Результаты проведенного опыта представлены в табл. 1 и сопоставлены с данными [21, 22] на рис. 4. Положение новой точки в целом подтверждает данные [21] и указывает на существование в этой области состояний лишь алмазоподобной модификации углерода.

В табл. 1 и на рис. 5 приведены результаты определения ударной сжимаемости каменной соли. Опыт выполнялся в той же постановке, что и опыт с графитом. Видно, что сколько-нибудь существенной зависимости положения экспериментальных точек для различных

Таблица 2

Исследуемое вещество	ρ_0 , г см ⁻³	Толщина образца, мм	$U_{\text{экр}}$, км с ⁻¹	Параметры сжатия в исследуемом веществе				Размер частиц, мкм	
				D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ГПа	ρ , г см ⁻³	Опыт	Лаб. изм.
Рутил	2,07	80	3,54	7,51	4,33	67,3	4,89	50÷100	200
	2,04	75	2,41	5,43	3,14	34,8	4,84		
	2,16	75	2,18	4,92	2,85	30,3	5,13		
Кварц	1,35	80	5,76	11,40	7,50	115,4	3,94	50	150
Медь	2,23	70	1,95	3,84	2,68	22,9	7,38	10	10
	3,02	70	6,85	11,02	7,21	240,0	8,74		
	2,88	70	4,31	7,20	4,70	97,4	8,29		

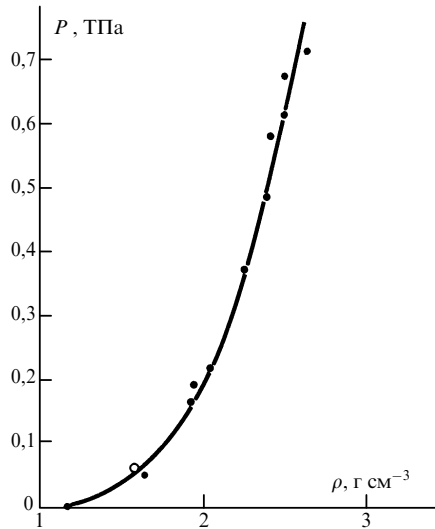


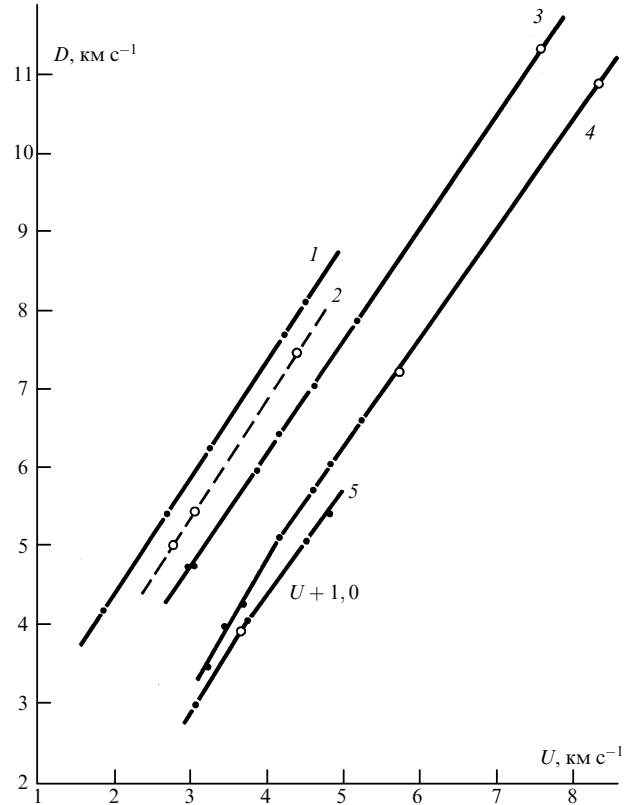
Рис. 6. Ударная адиабата плексигласа. Обозначения точек те же, что и на рис. 3

масштабов опытов не наблюдается и для этого соединения (в исследованном диапазоне давлений).

В опыте по определению ударной сжимаемости плексигласа изучался близкий к масштабным явлениям вопрос о протекании реакции разложения органических веществ в ударных волнах при различных временах нагружения образца. Как и в предыдущих случаях, критерием адекватности протекания реакций в опытах разного масштаба служит относительное положение ударной адиабаты вещества. Полученные параметры сжатия приведены в табл. 1. Рисунок 6 иллюстрирует совпадение результатов с лабораторным экспериментом.

Вторым вопросом, решаемым в условиях подземных взрывов при относительно малых давлениях, стал вопрос о влиянии "шероховатости" фронта волны в пористых веществах на экспериментальные результаты. Он связан с проверкой допущения, что "шероховатость" фронта, определяемая размерами отдельных частичек вещества, сказывается прежде всего на лабораторных измерениях с малыми размерами образцов. Увеличение же времени нахождения образца в условиях сжатия в полномасштабных опытах (с большими образцами) может привести к отличающимся от лабораторных результатам.

В условиях подземных взрывов изучалась сжимаемость пористых образцов рутила (TiO_2), кварца и меди [23]. Постановка опытов — стандартная (обычный метод

Рис. 7. $D-U$ -диаграмма пористых образцов рутила (1, 2), кварца (3) и меди (4, 5). Обозначения точек те же, что и на рис. 3. Штриховая линия — пересчет от исходной плотности $2,6 \text{ г см}^{-3}$ (1, лабораторный эксперимент) к $2,05 \text{ г см}^{-3}$ (2)

отражения): исследуемые образцы располагались после алюминиевого экрана (толщиной около 100 мм). Все опыты отличались хорошей симметрией (плоскостностью) ударной волны, которая в поле с линейными размерами 800 мм (площадка в горной породе, на которой устанавливался алюминиевый экран) не превосходила по одновременности выхода на нее волны $\Delta t \leq 10^{-7} \text{ с}^4$.

Результаты измерений и характеристики использованных образцов приведены в табл. 2 и представлены на рис. 7⁵. Видно, что для всех веществ данные лабораторных измерений удовлетворительно совпадают с полно-

⁴ Отметим, что это значение является характерным и для других измерений, приведенных в обзоре.

⁵ Здесь и далее на рисунках цифры у скоростей U и D означают сдвиг координаты скоростей на соответствующее число (в км с⁻¹).

масштабными (для рутила экспериментальные точки сравниваются с положением расчетной адиабаты по [25]). Поэтому можно считать, что в пределах использованных размеров частиц и параметров ударных волн процесс сжатия пористых веществ носит стационарный характер. Заметим, что размеры частиц в лабораторных [23–26] и подземных измерениях различались в ряде случаев в несколько раз.

Таким образом, измерения сжимаемости рассмотренных веществ с использованием сильной ударной волны подземного взрыва подтвердили устойчивость их ударных адиабат, т.е. независимость их положения в P – ρ -плоскости ни от размеров частиц, составляющих образцы, ни от размеров самих образцов.

3. Исследование абсолютной сжимаемости веществ при давлениях выше 1 ТПа

Возможность расширения области "рабочих" давлений при измерении ударной сжимаемости веществ в конечном итоге определяется точностью регистраций кинематических параметров ударных волн [6] и на современном техническом уровне ограничена значениями 10 ТПа. При больших давлениях ударного сжатия погрешность измерений параметров ударных волн возрастает настолько, что погрешности в определении плотности могут стать сравнимыми (или даже превосходить) с разницей в положении ударных адиабат, рассчитанных по тем или иным теоретическим моделям. Поэтому вопрос выбора наиболее правдоподобной теоретической модели вещества встал перед исследователями с самого начала работ по сверхвысоким давлениям. Этот вопрос рассматривался в первых публикациях по сжимаемости веществ в условиях подземных ядерных взрывов [3, 4, 6] и затем неоднократно поднимался в последующих работах [12, 14, 15].

Применительно к ударным адиабатам подход здесь такой. Имеется область экспериментальных данных по сжимаемости в условиях применимости абсолютных методов. Есть расчетные ударные адиабаты, полученные по выбранной теоретической модели, считающейся (по тем или иным критериям) наиболее правдоподобной. Эти две области соединяются между собой интерполяционной зависимостью, которая, тем самым, определяет ударную адиабату вещества в необходимом для решения общезначимых и прикладных задач диапазоне давлений.

В первые годы становления исследований в условиях подземных ядерных взрывов основным источником информации о термодинамических свойствах элементов в области сверхвысоких давлений (выше 10 ТПа) служила статистическая модель Томаса–Ферми (ТФ) для электронов с одноатомным идеальным газом ядер. Поэтому вопроса о выборе модели при сверхвысоких давлениях практически не существовало. Он состоял лишь в выборе вещества-эталоны, для которого обеспечивается наиболее простая интерполяция между лабораторной и расчетной областью сверхвысоких давлений. Это связано с тем, что в то время единственным способом исследования сжимаемости был относительный метод измерений. Поскольку надежность статистических расчетов по модели ТФ увеличивается с ростом атомного номера элемента Z , в качестве эталона в первых работах выбирался свинец, сравнительно тяжелый металл с

большим Z , для которого ударная адиабата допускала простую и достаточно надежную интерполяцию между экспериментом и расчетом. Этот выбор оказался удачным еще и потому, что свинец — хорошо сжимаемый материал, а погрешность в определении плотности исследуемого вещества, как показал анализ [3], зависит от степени сжатия эталона (она уменьшается с увеличением сжимаемости последнего).

С использованием интерполяций в область состояний, определяемых моделью ТФ, были обработаны данные, опубликованные в [3–6]. В дальнейшем эта модель была усовершенствована как за счет так называемых квантовых и обменных поправок [27], так и за счет учета неидеальности ядер (в частности, по [28]). В этом приближении она известна как модель ТФПК. Модель является статистической и приводит к монотонным зависимостям термодинамических характеристик от атомного номера Z .

Благодаря сравнительной простоте использования модель ТФПК нашла широкое применение для описания асимптотических параметров веществ при высоких концентрациях энергии, включая ударное сжатие металлов. В наших расчетах ударных адиабат по методу ТФПК в качестве начальных условий перед фронтом волны задавались исходная плотность вещества ρ_0 , начальное давление $P_0 = 0$ и начальная энергия вещества E_0 (которая полагалась равной экспериментальному значению энергии сублимации с обратным знаком).

Модель ТФПК не учитывает оболочечной структуры электронов атома. Учет этой структуры при сжатиях веществ, близких к предельным, и больших разогревах должен приводить при последовательных ионизациях оболочек к появлению плавных осцилляций термодинамических функций относительно монотонных статистических зависимостей, даваемых моделями типа ТФПК. К такому результату приводят модель Хартри–Фока с учетом обменного взаимодействия в приближении Слэтера (ХФС), модифицированная модель Хартри–Фока–Слэтера (МХФС), модель самосогласованного поля (ССП) и ряд других. Последние две модели из этой группы являются в настоящее время наиболее детально проработанными. По ним рассчитаны термодинамические функции и ударные адиабаты некоторых металлов (в основном, эталонных): Al, Pb, Fe.

В модели МХФС [29] обоснован ряд приближений к модели ХФС, позволивший существенно упростить выполнение квантовомеханических расчетов. Эти приближения сводятся к двум основным упрощениям:

— считается, что электроны описываются в приближении среднего атома;

— вводится квазиклассический учет вклада высоко-возбужденных электронов (квантовые расчеты которых практически невыполнимы), приводящий к появлению в модели так называемой границы квазиклассического спектра, которая в определенном смысле может быть использована для вариации расчетных зависимостей.

Обе модели (ХФС и МХФС) являются следующим шагом в развитии модельных представлений, учитывающих квантовомеханические эффекты.

Модель СПП [30] отличается от модели МХФС [29] квазизонным приближением:

— границы энергетических зон (верхняя и нижняя) находятся из условия равенства нулю волновой функции и ее производной;

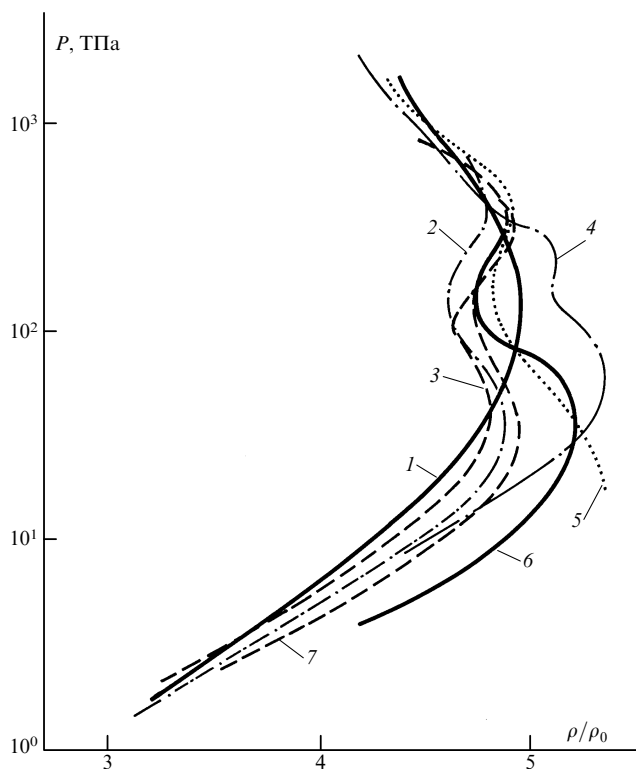


Рис. 8. Диаграмма сжатия алюминия по различным моделям: (1) ТФПК [27, 28]; (2) МХФС [29б]; (3) МХФС [29в]; (4) INFERNO [35]; (5) АСТЕХ [34], (6) МХФС [29а]; (7) ССП [30]

— плотность состояний в каждой зоне эквивалентна заполнению их свободными электронами.

Отметим, что модели МХФС и ССП прошли в своем развитии стадии от получения очень сильных (порой нефизичных) амплитуд осцилляций в первых работах до сравнительно небольших в последующих (для модели ССП см. работы [30–32]). Менялось и расположение кривых сжатия (см. положение адиабат по модели МХФС на рис. 8).

Нельзя исключить того, что совершенствование моделей может привести к дальнейшему уменьшению осцилляционных эффектов и ударные адиабаты в области давлений выше 10 ТПа будут "сходиться" к статистической модели типа ТФ.

Отметим также, что рассмотренные выше и другие существующие оболочечные модели [33–35] заметно расходятся между собой как по положению ударных адиабат, так и (в ряде случаев) по амплитудам и фазам осцилляций (см. рис. 8). Если иметь в виду, что эта разница определяется не только электронными взаимодействиями, но и ионными, становится возможной, вообще говоря, дополнительная вариация положения ударных адиабат в зависимости от учета вклада этих составляющих⁶.

С этой точки зрения вопрос о выборе модели вещества являлся одним из основных в экспериментальных исследованиях при сверхвысоких давлениях. Для его решения (в равной мере и для получения более однозначной интерполяции между расчетной и лабораторной областью исследований) желательно уменьшить интер-

вал интерполяций, т.е. продвинуться в исследованиях сжимаемости веществ абсолютными методами до возможно более высоких давлений (естественно, с учетом предельных возможностей, определяемых точностью регистраций кинематических параметров ударных волн). Речь идет прежде всего об исследовании металлов, используемых в методе отражения в качестве эталонных.

Достигнутые в лабораторных условиях [26, 36, 37] давления 1 ТПа являются близкими к предельным. Возможное дальнейшее их повышение реально составляет 30–40 %, что для рассматриваемого вопроса не имеет принципиального значения.

Существенное увеличение давлений (в пять-десять раз) стало возможным лишь в условиях испытаний ядерных зарядов. Как уже упоминалось, на протяжении ряда лет различными группами исследователей в России и США предпринимались попытки определения абсолютной сжимаемости эталонных металлов. В США измерения проведены с Мо (Раган III), в России — с Al (лаборатория В.А. Симоненко, наша лаборатория) и с Fe (наша лаборатория). Абсолютные измерения сжимаемости железа, молибдена и алюминия будут подробно изложены ниже. Здесь же мы заметим, что при решении задачи о сокращении диапазона давлений для выбора интерполяционной зависимости, связывающей расчетную область с экспериментальной, "недостатком" измерений на Мо и Al является относительно небольшое увеличение давлений по сравнению с лабораторными значениями: для Мо — примерно в 2 раза, для Al — в 3,5 раза. Этого "недостатка" лишены измерения на железе, максимальные давления при сжатии которого составили около 10 ТПа [39, 38], что превышает лабораторные значения примерно в восемь-десять раз.

3.1. Адиабаты эталонных металлов

3.1.1. Ударная сжимаемость железа в области давлений 4–10 ТПа

Прежде чем привести результаты определения сжимаемости железа, полученные в диапазоне давлений 4–10 ТПа, сформулируем требования, предъявляемые к системе ударник–мишень. Они состоят из следующих основных положений, которым должна удовлетворять эта система [39, 38]:

— относительно малый ударно-волновой разогрев ударника в процессе разгона;

— близость скорости пластины (в момент удара) к удвоенной массовой скорости ударной волны в мишени: $W = 2U$;

— выход ударника на режим полета, близкий к $W = \text{const}$, при подлете к мишени;

— целостность пластины в полете, хорошая симметрия пластины и ударной волны в мишени;

— отсутствие разогрева ударника и пластины излучением ядерного взрыва.

На рис. 9 показаны два варианта разгонного устройства, в целом удовлетворяющие этим условиям. Выбор их геометрии осуществлялся в серии предварительных расчетов по оптимизации условий проведения измерений⁷. В них учитывались все процессы от взрыва ядерного заряда (с его реальным энерговыделением) до распространения ударной волны по мишени. На газодинамической стадии движения ударных волн использова-

⁶ Это замечание справедливо и в отношении статистических моделей.

⁷ Расчеты выполнены М.А. Подурцом.

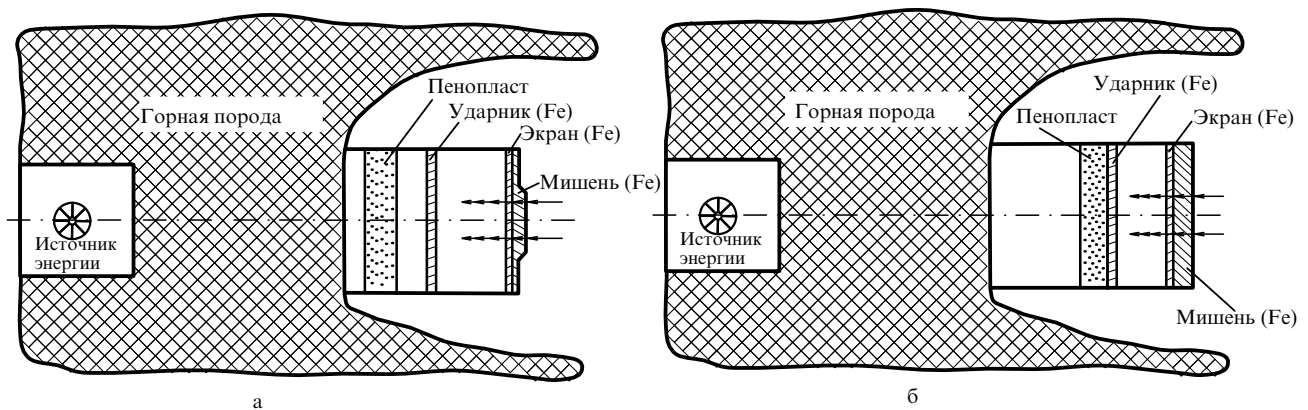


Рис. 9. Два варианта разгонного устройства для определения ударной сжимаемости железа методом торможения

лись уравнения состояния типа Ми–Грюнаизена. Для пенопласта бралось уравнение состояния идеального газа с показателем политропы $\gamma = 5/3$ и $\rho_0 = 0,03 \text{ г см}^{-3}$.

Отметим, что строгое равенство $W = 2U$ может достигаться лишь при плавном, безнагревном разгоне ударника и сохранении его целостности. В действительности же имеются отклонения от этого равенства, которые обусловлены прежде всего нагревом пластины ударной волной и действием на нее давлений испаренного вещества с тыльной стороны.

В системе, приведенной на рис. 9а [38] (близкие параметры имеет и система на рис. 9б) [39], основные характеристики, полученные в расчетах, следующие: амплитуда первой ударной волны в стальном ударнике $P \leq 0,5 \text{ ТПа}$ (соответствующая температура $T_0 \leq 2 \cdot 10^4$), а средняя плотность в момент удара по мишени $\bar{\rho} = 1,05\rho_0$. Последняя величина обусловлена "подпором" пластины испаренными "продуктами взрыва". Убрать давление "подпора" в реальных условиях, так же как и полностью избавиться от других факторов, приводящих к отклонению W от $2U$, практически невозможно и с этим приходится считаться. Поэтому расчетный выбор разгонной системы должен обеспечивать как можно более точное соблюдение равенства $W = 2U(\bar{D})$, где \bar{D} — средняя скорость ударной волны в мишени. Величины \bar{D} и W определяются экспериментально. Функция $U(\bar{D})$ соответствует уравнению состояния железа, используемому в расчете.

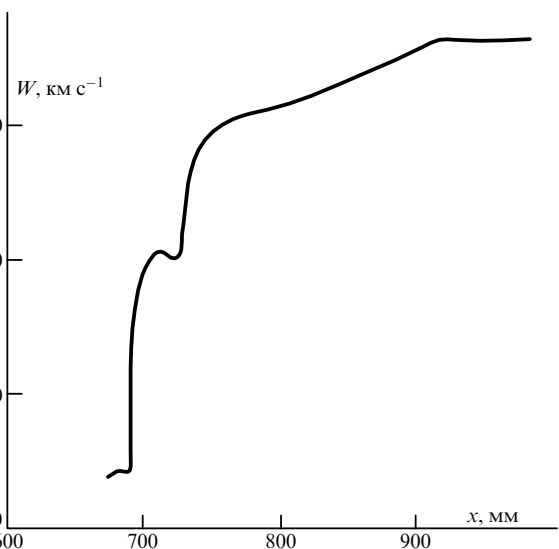
Введем в качестве расчетного критерия оптимальности выбранной системы параметр $\alpha = U(\bar{D})/W$. В идеальных условиях, когда $W = 2U$, параметр $\alpha = 0,5$ и $U(\bar{D}) = 0,5W$. В реальных условиях будем считать систему оптимальной тогда, когда отклонение α от значения 0,5 составляет не более 0,5–1,0 %, поскольку в этом случае неточность экспериментальных регистраций кинематических параметров, как правило, превышает эти значения и поэтому отпадает необходимость введения не вполне надежных расчетных поправок.

В качестве примера расчетного характера разгона стальной пластины на рис. 10 приведена зависимость W от расстояния x для системы, представленной на рис. 9а. На начальном участке движения скорость пластины меняется скачкообразно за счет выхода на переднюю поверхность достаточно сильных отраженных волн с

тыльной стороны пластины. По мере движения амплитуды этих волн уменьшаются, разгон ударника становится плавным и постепенно выходит на режим $W = \text{const}$. Отметим, что около 90 % скорости W пластина набирает на начальном этапе движения, когда она проходит всего 20 % своего пути.

В рассматриваемой системе скорость ударника при подлете к мишени $W_{\text{расч}} = 36,32 \text{ км с}^{-1}$. Расчетное значение средней волновой скорости в мишени $D = 29,1 \text{ км с}^{-1}$ и, соответственно, $U(D) = 18,1 \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, расчетно получено $W = 2U(D)$, $\alpha = 0,498$, т.е. система выбрана вполне оптимально. Поправка на отличие W от $2U$ (на фронте волны) мала и, следуя нашему допущению об оптимальности системы, ее можно не учитывать.

Остановимся на двух других опытах, выполненных по схеме, изображенной на рис. 9б. В первом из них расчетные параметры оказались близкими к тем, что получены по схеме на рис. 9а. Во втором опыте при использовании существенно более мощного источника энерговыделения оказалось возможным при примерно таком же расположении измерительной системы, что и в предыдущих случаях (по расстояниям), получить давле-

Рис. 10. Характер разгона стальной пластины $W(x)$

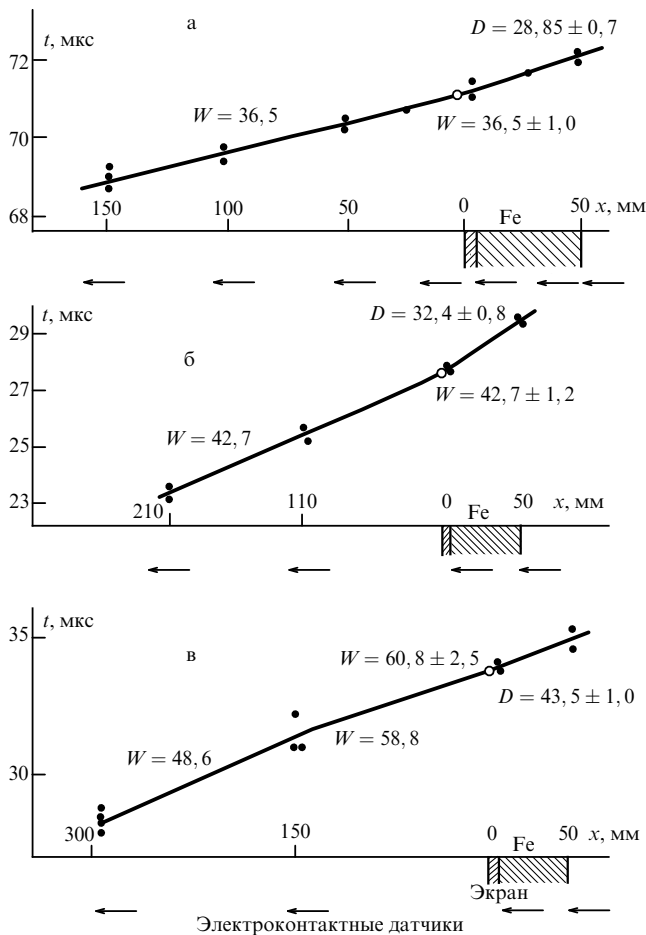


Рис. 11. Экспериментальные данные по измерениям скоростей движения стальных пластин и ударных волн в мишенях для давлений 4,1 (а), 5,5 (б) и 10,5 ТПа (в)

ние ударного сжатия в железе, примерно в два раза больше, чем в предшествующих двух опытах.

Приведем некоторые расчетные параметры этой системы. Давление ударной волны в грунте перед выходом на измерительную площадку составляет около 2,5 ТПа, давление первой волны в стальной разгоняемой пластине — 0,4 ТПа, что даже несколько меньше (за счет большего воздушного промежутка), чем в схеме на рис. 9а. Отметим, что в отсутствие прокладки из пенопласта давление в пластине составляет около 1,3 ТПа. Перед ударом пластина приобретает близкую к постоянной скорость. Параметр $\alpha = 0,503$, т.е. система выбрана достаточно оптимально.

Экспериментальная регистрация скоростей осуществлялась с помощью электроконтактных датчиков [38], представляющих собой игольчатый электрод, отделенный от металлического токоведущего экрана воздушным промежутком толщиной около 1 мм. При прохождении ударной волны происходит пробой промежутка, что

регистрируется на экране высокоскоростного осциллографа. Датчики располагались на нескольких уровнях по движению летящей пластины. Отдельная их группа использовалась для регистрации волновой скорости. На каждом уровне располагалось по два-четыре датчика.

На диаграммах, изображенных на рис. 11, полученные экспериментальные данные приведены в координатах путь–время. Левая половина графиков относится к работе электроконтактных датчиков, фиксирующих полет ударника (скорость W), правая — к датчикам, регистрирующим скорость ударной волны в мишени. Как видно из диаграмм, наименьшие экспериментальные отклонения от средних зависимостей W и D получены в схеме опыта на рис. 11а, в которой кинематические параметры соответствуют давлению $P = 4,13$ ТПа.

В двух других опытах отличия отдельных экспериментальных точек от средних значений D и W несколько больше, что, по-видимому, связано с большей неплоскостью разгоняемого ударника. Кроме того, в этих опытах имела место потеря части экспериментальной информации, что обусловило дополнительные трудности в интерпретации полученных результатов и, как следствие, привело к большей погрешности определения ударно-волновых параметров сжатого железа.

Из диаграмм, представленных на рис. 11, видно, что имеется хорошее соответствие кинематических параметров движения W и D на границе ударник–мишень. Для системы с максимальными параметрами ($P = 10$ ТПа) значение W на границе соударения ударника с мишенью получено небольшой экстраполяцией средних значений W (на середине интервала регистраций) с использованием расчетного характера разгона ударника.

Экспериментальные результаты приведены в табл. 3. На рис. 12 они сопоставлены с результатами абсолютных измерений сжимаемости железа в лабораторных условиях [36, 37, 40, 42], а также с данными относительных измерений [3*, 5*, 10, 17], полученными в условиях полномасштабных опытов (звездочки — в обработке этих публикаций). Рисунок 12 иллюстрирует плавный переход адиабаты от лабораторной области определений к области высоких давлений. При этом наклон адиабаты D'_U меняется от 1,59 до 1,24 (смена наклонов происходит вблизи $D = 13$ км с⁻¹). Значение $D'_U = 1,2$, как известно, является характерным для области сверхвысоких давлений, определяемых теоретическими моделями [27, 28]. В области максимальных параметров видно вполне удовлетворительное совпадение данных абсолютных измерений с относительными. В связи с этим отметим, что относительные результаты [3, 5] получены в измерительных системах Pb–Fe, где в качестве эталонного металла использовался свинец.

Совпадение абсолютных и сравнительных данных свидетельствует о правильности выбранной интерполяционной зависимости. В рамках абсолютных измерений сжимаемости железа полученные результаты соответствуют квадратичной связи волновой и массовой скорос-

Таблица 3

Схема опыта	W_1 , км с ⁻¹	W_2 , км с ⁻¹	$W_{ср}$, км с ⁻¹	D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ТПа	ρ , г см ⁻³	$\sigma = \rho/\rho_0$
11а	36,5	36,5	36,5±1,0	28,85±0,7	18,25	4,13	21,34	2,72
11б	42,7	42,7	42,7±1,2	32,4 ±0,8	21,35	5,42	22,99	2,93
11в	48,6	58,8	60,8±2,5	43,5 ±1,0	30,60	10,50	26,50	3,37

тей (D , U в км с⁻¹):

$$D = 3,8 + 1,71U - 1,28 \cdot 10^{-3}U^2, \quad \rho_0 = 7,85 \text{ г см}^{-3},$$

справедливой во всем диапазоне исследуемых кинематических параметров.

При высоких давлениях, реализуемых в условиях подземных ядерных взрывов, экспериментальные данные можно представить адекватно линейной связью скоростей:

$$D = 6,41 + 1,213U, \quad D > 18 \text{ км с}^{-1}.$$

Адиабата, отвечающая этому соотношению, использовалась при расшифровке большинства результатов полномасштабных опытов, где железо являлось эталонным металлом.

Помимо экспериментального D - U -соотношения, на рис. 12 представлены соответствующие расчетные результаты, полученные по моделям ССП, МХФС, ТФПК. В данном случае (для железа в D - U -координатах) две первые зависимости близки к эксперименту, а расчет по модели ТФПК вообще совпадает с ним. Оставляя открытым вопрос о выборе расчетной модели при более высоких давлениях, на достигнутом уровне измерений (10 ТПа для железа) можно констатировать, что преимущество перед другими моделями по соответствию эксперимента расчету имеет квантостатистическая модель ТФПК.

Полученные результаты по исследованию ударной сжимаемости железа в области сверхвысоких давлений снимают вопрос об относительном характере измерений многих металлов, выполненных в постановке, когда в качестве экрана использовалось железо [3, 5, 6]. В рамках метода отражения эти измерения становятся абсолютными.

И еще один вывод из этих экспериментов. Линейная связь D и U для железа, полученная в достаточно большом диапазоне изменения этих параметров (соответствующие максимальные давления составляли 10 ТПа), означает, что вплоть до этих давлений никаких заметных отклонений от монотонности ударной адиабаты, по-видимому, не происходит.

3.1.2. Ударная сжимаемость алюминия при терапаскальных давлениях

При исследовании сжимаемости сравнительно "легких" веществ ($\rho_0 < 4 \text{ г см}^{-3}$) в качестве эталонного материала в методе отражения используется алюминий — металл, имеющий близкую исходную плотность. В лабораторных условиях его сжимаемость исследована в многочисленных работах (см., например, [26, 40, 42, 51]) до давлений 0,5 ТПа, являющихся в настоящее время предельными для подобных "легких" веществ.

В условиях испытаний ядерных зарядов "потолок" давлений в абсолютных измерениях был поднят до 1,0–1,7 ТПа [43, 44] (оценки сжимаемости проводились и при 3,0 ТПа [44]). Сравнительная сжимаемость алюминия исследована вплоть до давлений 24 ТПа [15].

Для определения абсолютной сжимаемости в [18] предложен и осуществлен новый метод, который вошел в научные публикации, как метод γ -репера. Как уже отмечалось, суть метода состоит в том, что скорость ударной волны и массовая скорость движения вещества находятся с помощью γ -активных таблеток-реперов,

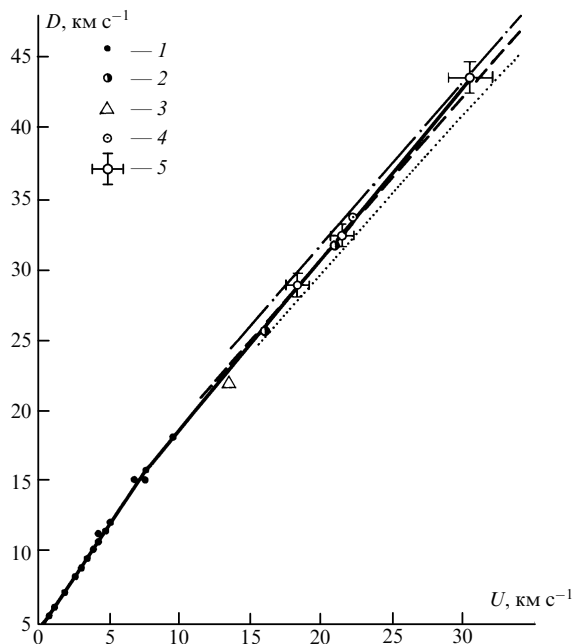


Рис. 12. D - U -диаграмма для железа по данным измерений абсолютными методами: (1) лабораторные измерения; (2) и (3, 4) полномасштабные опыты по данным сравнительных измерений [3, 5] и [10, 17] соответственно; (5) абсолютные измерения. Сплошной линией показана экспериментальная зависимость, штрихпунктирной — ССП, штриховой — МХФС, пунктирной — ТФПК

вмонтированных в исследуемое вещество. Их прохождение через фиксированные положения регистрируются с помощью γ -детекторов. Реализация метода потребовала решения многих научно-технических вопросов, которые подробно изложены в [44]. К ним прежде всего относится выбор γ -активного вещества репера. Для алюминия таким веществом стал европий (в опытах обычно используется окись европия Eu_2O_3), ядра которого обладают сечением радиационного захвата, примерно в 10^3 раз превышающим соответствующие сечения алюминия. Тем самым активность γ -источника оказывается достаточной для надежной ее регистрации (при существующей фоновой активности).

Еще одним вопросом является корректный учет предварительного (до ударной волны) нагрева исследуемого образца первичным потоком нейтронов и γ -излучением реперных образцов, в некоторых случаях заметно изменяющих начальное состояние алюминия (его плотность, например, в измерениях [44] уменьшалась на 5–10%).

Конкретный учет энергетического спектра нейтронов приводит к необходимости "задержки" прихода ударной волны на образец, с тем чтобы обеспечить нужное время для замедления высокоэнергетичных нейтронов до энергии $E \leq 100$ эВ — оптимальных значений для (n, γ)-реакций в европии.

Наконец, отметим необходимость расчетного учета таких явлений, как нестационарность ударной волны, возмущение ее фронта неоднородностями, связанными с реперными образцами и т.п.

В [44] опубликованы результаты трех опытов по определению сжимаемости алюминия. Два из них, проведенных в одинаковых условиях нагружения, дали близкие, взаимоподтверждающие результаты (табл. 4).

Таблица 4

Опыт	D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ТПа	$\sigma = \rho/\rho_0$	Источник
1	24,2±0,7	15,1±0,4	0,99±0,03	2,65±0,1	[44]
2	23,4±0,6	14,5±0,3	0,93±0,02	2,63±0,7	[44]
3	40,0±5,0	30,0±2,0	3,20±0,5	3,90±1,2	[44]
4	30,5±0,7	21,0±0,6	1,73±0,07	3,21±0,2	[43]

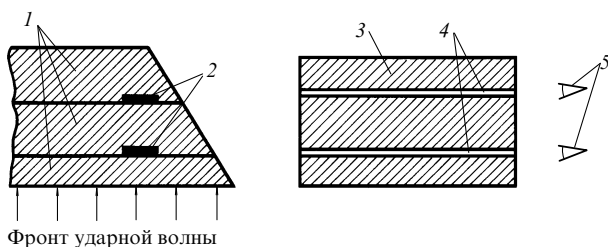


Рис. 13. Схема проведения измерений по методу γ -репера: (1) алюминиевый блок; (2) таблетки репера; (3) коллимирующее устройство; (4) щели коллиматора; (5) фотодетектор

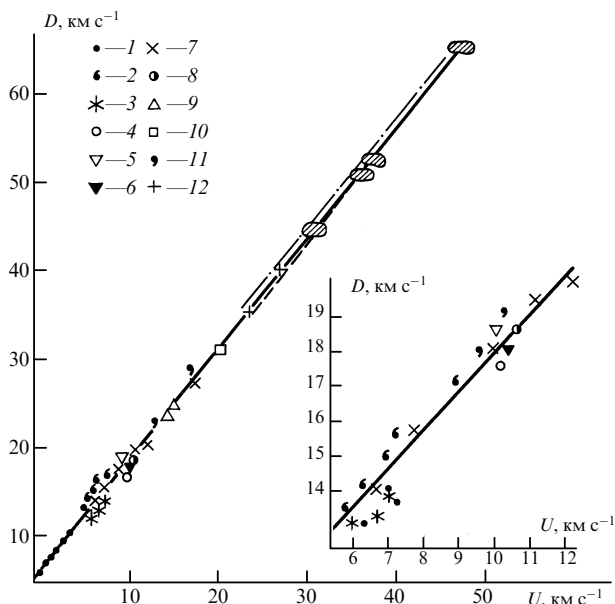


Рис. 14. $D-U$ -диаграмма для алюминия по данным лабораторных измерений (1–6) и в условиях подземных взрывов: (7–10) абсолютные измерения; (11, 12) относительные измерения. Эллипсы возможных вариантов обработки экспериментов [15] заштрихованы. Штрихпунктирной линией показана интерполяция по [45], штриховой — расчет по модели ТФПК

Третий, проведенный при существенно больших амплитудах ударных волн ($P \approx 3,2$ ТПа), носит качественный характер, поскольку характеризуется большими (около 10%) погрешностями в определении скоростей.

В конце 70-х годов нашей группой также были проведены измерения [43] сжимаемости алюминия по схеме, близкой к [44]. Основное отличие состояло в использовании нами более мощного энергетического источника (n, γ)-излучений, что позволило увеличить расстояние до источника взрыва, и тем самым снизить влияние некоторых факторов, затрудняющих интерпретацию результатов. Схема измерений, в общих чертах повторяющая [44], показана на рис. 13.

Алюминиевый блок 1, состоящий из трех дисков (экран, базовый диск толщиной 100 мм и подложка толщиной 100 мм), устанавливался на площадке, ориентированной перпендикулярно направлению на центр энерговыделения и отстоящей от него на несколько метров. Между зарядом и алюминиевым блоком устанавливалась стенка из цементно-песчаного состава. Поскольку блок алюминия не содержал реперов, позволяющих судить о симметрии ударной волны, последняя обеспечивалась тщательной юстировкой расположения блока и однородностью материала прослойки.

В рассматриваемой постановке опытов средняя волновая скорость D находилась по времени прохождения волны между двумя реперами 2, а массовая скорость определялась соответствующим временем прохождения первого репера через обе коллимирующие щели 4. Результаты измерений (с учетом небольших поправок на нестационарность) в сравнении с данными [44] приведены в табл. 4. Они же представлены и на рис. 14, где сопоставлены с данными [11, 15, 44, 45], полученными при ядерных взрывах. Видна взаимосогласованность результатов, полученных по методу γ -репера, и близость к ним данных [11, 15]. Последние носят относительный характер, и их положение определяется выбранной ударной адиабатой экрана. Так, для алюминия из [15], для которого экраном служило железо (по [30, 46]), небольшое отличие от абсолютных измерений связано с несколько более жесткой адиабатой железа (по сравнению с моделью ТФПК, к которой интерполируется наш эксперимент).

Тот же характер отклонений носят и данные [45]. Впрочем, в обоих случаях эти отклонения не так велики и, безусловно, в рамках требуемого для дальнейшего анализа диапазона давлений не выходят за возможные пределы погрешностей эксперимента. Ограничившись диапазоном волновых скоростей $80 > D > 11$ км с⁻¹, можно представить ударную адиабату алюминия в $D-U$ -координатах прямой линией, в среднем удовлетворяющей совокупности экспериментальных данных (D, U в км с⁻¹):

$$D = 5,90 + 1,19U, \quad \rho_0 = 2,71 \text{ г см}^{-3}.$$

Рассмотрим отдельно данные для алюминия, относящиеся к более низким давлениям. Это, в основном, область лабораторного эксперимента ($P < 1$ ТПа), хотя в ней выполнен и ряд измерений при испытании ядерных зарядов.

В [24] приведена ударная адиабата алюминия, полученная на основе анализа совокупности известных данных, относящихся к интересующей нас области давлений. На рис. 14 она воспроизведена вместе со всеми экспериментами (как лабораторными, так и выполненными при подземных взрывах) в более крупном масштабе в правом нижнем углу. Это самая неопределенная область $D-U$ -диаграммы алюминия, где разница между отдельными экспериментальными данными наиболее заметна. Видно, что адиабата алюминия усредненно описывает всю совокупность данных. Однако отличие некоторых экспериментальных точек от этой усредненной адиабаты выходит за рамки обычных (1–1,5%) погрешностей (по скоростям). Это относится прежде всего к данным [49, 51]. Первые из них, судя по их общему расположению на адиабате (в том числе при низких давлениях), не отве-

чают необходимой точности, что возможно, объясняется неудовлетворительной симметрией сферического устройства [49] или не вполне строгими оценками поправок на нестационарность волновой скорости.

Малые толщины образцов (в доли миллиметра) в [51], по-видимому, не позволяют обеспечить требуемую высокую точность измерений, вследствие чего эти данные (кроме точки при максимальных параметрах) отличаются от остальной совокупности и более крутым ходом зависимости ($D'_U \approx 1,4$ вместо 1,2). По-видимому, это свидетельствует о небольшой систематической погрешности, имеющейся в них.

Неопределенность положения экспериментальной точки из [26, 47] связана с различными значениями поправок на затухание ударной волны и характеризует, тем самым, реальную точность этой серии опытов. Скорее всего, данные [48, 52] имеют примерно ту же точность и при несколько других подходах к их интерпретации могут иметь более жесткое положение.

Наконец, о данных [15]. Они получены в условиях подземных взрывов методом отражения. Экраном в опытах служило железо, адиабата которого определена данными [38, 39, 41]. Нахождение параметров сжатия алюминия проводилось с использованием волновых скоростей в экране и исследуемом образце (на границе раздела) с учетом адиабат расширения железа по [53]. Отметим, что положение первых трех измерений из [15] заметно отличается от трех последующих.

На рис. 14 приведена также экспериментальная точка, полученная в условиях подземного взрыва из [24]. Ее положение примерно усредняет параметры других опытов при давлениях около 0,5 ТПа.

Длительное время (до экспериментов [15, 24, 51]) ударная адиабата алюминия представлялась в виде двух прямолинейных отрезков $D - U$ [52], смещенных друг относительно друга (при $D \approx 11 \text{ км с}^{-1}$) на $\Delta U \approx 400 \text{ м с}^{-1}$. Как следует из вышеприведенного рассмотрения, достаточных оснований для таких выводов в настоящее время нет. Более правильным является представление адиабаты во всем диапазоне волновых скоростей в виде единой, плавной, "безразрывной" линии.

Таковы краткие комментарии к экспериментальным данным для алюминия.

В области сверхвысоких давлений $D-U$ -диаграмма алюминия базируется как на эксперименте, так и на результатах теоретических расчетов по модели ТФПК, хорошо зарекомендовавшей себя для железа. Да и для алюминия соответствие эксперимента с расчетом вполне удовлетворительное. Конечно, речь идет, в первую очередь, о диапазоне давлений $P < 5$ ТПа, который необходим для применения метода отражения при расшифровке параметров ударного сжатия легких (в том числе пористых) веществ, исследованных ранее [4, 7, 24, 54]. Заметим, что, как и для железа, ударная адиабата алюминия представляет собой монотонную зависимость, без явно выраженных осцилляционных эффектов.

Совокупность данных для алюминия во всем диапазоне волновых скоростей (от лабораторной области до рассмотренных состояний, реализующихся при ядерных взрывах) может быть представлена квадратичной зависимостью

$$D_{\text{Al}} = 5,2 + 1,239U - 0,7 \cdot 10^{-3} U^2.$$

Итак, мы рассмотрели данные по сжимаемости двух эталонных металлов — железа и алюминия, которые используются в качестве экранных материалов в методе отражения, определили параметры ударных адиабат и диапазон их применимости.

Подготовка к публикациям соответствующих данных относится к 1992 г. Именно тогда появилась возможность вновь провести обработку вышеизложенных результатов сравнительных измерений, выполненных в постановке метода отражения, когда исследуемые вещества располагались после экрана из Fe (до $P \approx 10$ ТПа, экспериментальный диапазон) и Al (до $P \approx 2$ ТПа).

В следующем разделе мы рассмотрим результаты определения абсолютной сжимаемости других металлов в условиях подземных взрывов.

3.2. Сжимаемость меди, свинца, кадмия и молибдена

Напомним, что первые измерения сжимаемости металлов в терапаскальной области давлений проведены в одном из опытов в 1966 г., где, в частности, исследована система Fe–Pb. Результаты опыта опубликованы в [3] и носили сравнительный характер. В дальнейшем эта система была исследована еще раз в [6]. Схема постановки опытов [6] аналогична приведенной на рис. 2а. В трактовке настоящей работы экраном (эталонном) служило железо, на котором располагался образец свинца. Использовались, как обычно, электроконтактные датчики и осциллографическая запись сигналов. Полученные значения средних волновых скоростей в Fe и Pb, относящиеся к серединам толщин образцов, введением небольших расчетных поправок сводились к их границе раздела, где они составили

$$\begin{aligned} D_{\text{Fe}} &= 25,70 \text{ км с}^{-1}, & D_{\text{Pb}} &= 20,72 \text{ км с}^{-1}, \\ D_{\text{Fe}} &= 31,90 \text{ км с}^{-1}, & D_{\text{Pb}} &= 26,12 \text{ км с}^{-1}. \end{aligned}$$

Полученный результат сопоставлен в [6] с данными лабораторных определений в $D-D$ -координатах (рис. 15). Отметим, что этому результату предшествовал анализ лабораторных данных, который показал, что сопоставление результатов в этих переменных (волновые скорости в экране и исследуемом веществе) весьма удобно, поскольку оно отвечает практически прямым линиям в широком диапазоне волновых скоростей и дает возможность контролировать правильность выполненных измерений. В этом смысле соответствие $D-D$ -данных абсолютных измерений в лабораторной области с данными полномасштабных измерений в условиях ядерных испытаний становится критерием правильности последних. Как видно из рис. 15, такое соответствие имеется.

Совокупность результатов аппроксимируется двумя прямыми, пересекающимися в точке $D_{\text{Fe}} \approx 15 \text{ км с}^{-1}$. Первая из них отвечает соотношению

$$D_{\text{Fe}} = 2,04 + 1,205D_{\text{Pb}},$$

вторая — соотношению

$$D_{\text{Fe}} = 2,35 + 1,343D_{\text{Pb}}.$$

Возможно и альтернативное описание данных параболической зависимостью

$$D_{\text{Fe}} = 0,400 + 1,343D_{\text{Pb}} - 3,49 \cdot 10^{-3} D_{\text{Pb}}^2.$$

Таблица 5

Опыт	Эта- лон	$D-U$ эталона	Исходное состояние в экране		Исследуемое вещество ρ_0 , г см ⁻³	Параметры сжатия в исследуемом веществе				
			D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹		D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ТПа	ρ , г см ⁻³	$\sigma = \rho/\rho_0$
1	Fe	$D = 6,41 + 1,213U$	25,70	15,91	Pb 11,34	20,72	15,02	3,529	41,22	3,635
2	Fe	$D = 6,41 + 1,213U$	31,90	21,01	Pb 11,34	26,12	19,76	5,853	46,57	4,107
3	Pb	$D = 3,19 + 1,167U$	14,65	9,815	Cu 8,93	17,82	9,96	1,585	20,25	2,267
4	Pb	$D = 3,19 + 1,167U$	22,17	16,26	Cu 8,93	26,18	16,67	3,897	24,58	2,753
5	Cu	$D = 5,137 + 1,268U$	17,47	9,725	Cd 8,64	16,08	10,14	1,410	23,40	2,707
6	Cu	$D = 5,137 + 1,268U$	25,30	15,90	Cd 8,64	23,88	16,41	3,386	27,62	3,197
7	Fe	$D = 5,68 + 1,257U$	17,25	9,20	Mo 10,07	16,10	8,58	1,391	22,06	2,138

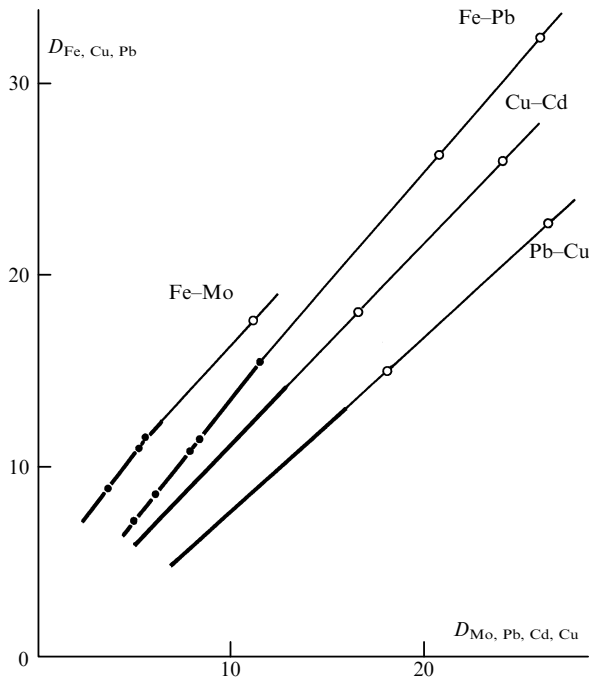


Рис. 15. Экспериментальные $D-D$ -зависимости для металлов по данным лабораторных измерений (точки) и полученных при подземных взрывах (кружки). Утолщенные линии — область лабораторных определений

Полученное соотношение, справедливое до скоростей $D_{Fe} \approx 60$ км с⁻¹, $D_{Pb} \approx 53$ км с⁻¹ (см. ниже), представляет собой непосредственный экспериментальный результат измерений⁸.

Исследование $D-D$ -зависимостей, впервые предложенное и осуществленное в [3, 4], как наиболее прямое представление экспериментальных данных, стало в дальнейшем широко использоваться при их анализе [15, 55]. Отметим, что, помимо уже упомянутого контроля за внутренней согласованностью результатов, такое представление позволяет рассчитать ударную сжимаемость представленных в $D-D$ -переменных пар веществ во всей исследованной области волновых скоростей и, тем самым, увеличить статистический материал для последующего анализа.

Переход от $D-D$ -переменных к другим параметрам ударной волны производится в соответствии с методом

⁸ При больших скоростях ($D_{Fe} < 90$ км с⁻¹, $D_{Pb} < 80$ км с⁻¹, с учетом [15])

$$D_{Fe} = 0,435 + 1,327D_{Pb} - 2,33 \cdot 10^{-3}D_{Pb}^2.$$

отражения, через построения на диаграмме давление–массовая скорость. Непосредственно для двух вышеприведенных значений волновых скоростей в железе и свинце результаты расчетов приведены в табл. 5⁹. Они определили две экспериментальные точки на адиабате свинца, что позволило найти его $D-U$ -соотношение в нужной нам терапаскальной области давлений. Это было необходимо, поскольку свинец использовался в качестве материала экрана в измерениях [5, 6]. Полученное соотношение для свинца — линейная зависимость

$$D_{Pb} = 3,19 + 1,167U, \quad \rho_0 = 11,34 \text{ г см}^{-3},$$

где $14 < D < 30$ км с⁻¹.

Система, состоящая из последовательных слоев свинца(экран)–меди–кадмия, использовалась в двух опытах (1967 и 1970 гг.). Расположение слоев в данном случае соответствовало схеме обычного метода отражения. По исходным состояниям в материале экрана (свинец) определялись состояния в меди, а затем с использованием уже в качестве экрана меди (после предварительного получения ее $D-U$ -соотношения) находились состояния сжатия в кадмии. При этих построениях, учитывая взаимную близость адиабат свинца, меди, кадмия и железа, можно было использовать зеркальные отображения ударных адиабат металлов, служащих экранами¹⁰.

В качестве примера на рис. 16 представлены в виде схематической диаграммы результаты непосредственных определений волновых скоростей из [6]. Поправки к средним значениям скоростей на базе измерений внесены по расчетному затуханию волн. На рис. 15 данные представлены в $D-D$ -координатах. Область лабораторных определений, так же как для системы Fe–Pb, показана утолщенной линией. Область полномасштабных экспериментов представлена двумя экспериментальными точками. Видна их взаимная согласованность во

⁹ $D-U$ -соотношение в опыте 7 из табл. 5 справедливо при $13 < D < 25$ км с⁻¹.

¹⁰ Это является, конечно, некоторым приближением, поскольку искомые состояния должны определяться адиабатой расширения (или адиабатой двукратного сжатия) материала экрана. Учитывая, однако, что конкретные положения этих кривых зависят от используемого уравнения состояния и что они могут располагаться в рассматриваемой области давлений по обе стороны ударной адиабаты, мы предпочли пользоваться зеркальным отображением. Это дает большую однозначность в интерпретации данных. К тому же возможные отклонения от "зеркальности" здесь не велики.

всем диапазоне исследованных волновых скоростей:

$$D_{Pb} = 1,529 + 0,911D_{Cu} - 0,22 \cdot 10^{-3} D_{Cu}^2,$$

$$D_{Cu} = 1,318 + 1,005D_{Cd} - 0,30 \cdot 10^{-4} D_{Cd}^2.$$

В табл. 5 приведены соответствующие данные по меди и кадмию, полученные в этих экспериментах.

В заключение этого раздела приведем результаты исследования сжимаемости молибдена при давлениях 1,4 ТПа [56]. Интерес к его изучению обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, в лабораторных экспериментах (до $P \leq 1$ ТПа) ударная адиабата молибдена описывается линейным соотношением с наклоном $D'_U = 1,27$. Это значение, как уже говорилось, примерно совпадает со значениями D'_U , которые следуют из расчетов предельных состояний элементов по модельным представлениям (ТФПК). А это, по-видимому, означает, что во всем диапазоне изменения параметров ударной адиабаты молибдена (от экспериментальной области до расчетной, соответствующей сверхвысоким давлениям) наклон адиабаты не должен существенно меняться, т.е. во всем этом диапазоне $D'_U \approx 1,2 - 1,3$.

Во-вторых, проявление интереса к изучению сжимаемости этого металла обусловлено тем, что молибден используется в качестве эталонного металла (экрана) в измерениях американских исследователей. Поэтому любое увеличение диапазона его измерений абсолютными методами способствует более корректному определению сжимаемости веществ, исследованных в США. К сожалению, больших продвижений в этом направлении добиться не удалось, так как в известных нам измерениях сжимаемости молибдена в подземных взрывах увеличение давлений было сравнительно незначительным, а точность определения параметров сжатия была невысокой [8, 57, 58]. Условия проведения нашего опыта также не позволили сильно увеличить диапазон измерений. Тем не менее, его результаты в целом подтвердили выводы, сделанные по лабораторным исследованиям.

Постановка опыта (аналогичная представленной на рис. 2а) включала в себя стальной экран толщиной 104 мм и стоящий на нем исследуемый образец из молибдена (толщиной 66,6 мм). Как обычно, в подобных измерениях плоскости образцов располагались перпендикулярно фронту ударной волны. Полученные результаты измерений приведены в табл. 5. Они же представлены в $D-U$ -координатах на рис. 15. Совокупность данных отвечает зависимости

$$D_{Fe} = 4,0 + 1,432D_{Mo} - 2,19 \cdot 10^{-2} D_{Mo}^2.$$

На рис. 17 в $D-U$ -координатах приведены адиабаты металлов, сжимаемость которых исследована как в лабораторных условиях, так и в условиях подземных взрывов. Видно, что в первом приближении ударные адиабаты по своим наклонам близки друг другу, причем в лабораторной области измерений наклон D'_U , как правило (исключение составляют молибден и вольфрам), имеет существенно большее значение, чем при давлениях, соответствующих "подземным" измерениям. Экспериментальные результаты в этой области сравниваются с известными данными [9, 10, 16, 17, 57, 58]. За исключением данных [57, 58], которые для молибдена и меди показывают систематическое отклонение от других экспериментов (более крутой ход $D-U$ -зависимостей),

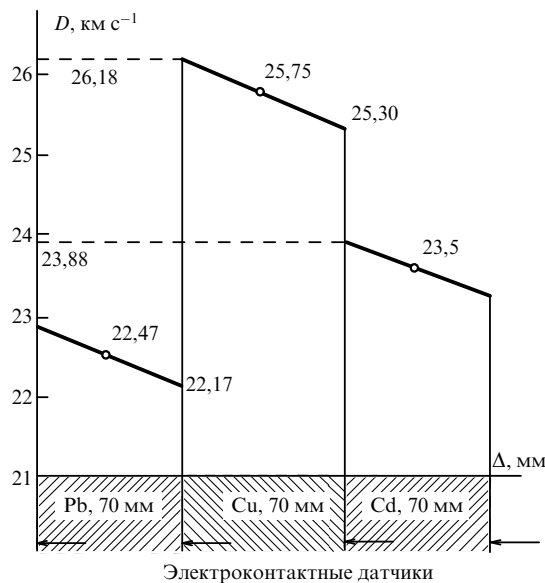


Рис. 16. Затухание волновых скоростей: кружки — экспериментальные данные, относящиеся к серединам толщин образцов; сплошные линии — расчетные значения

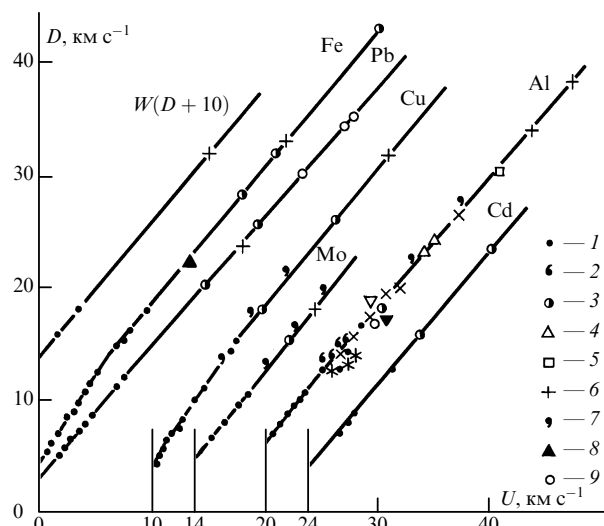


Рис. 17. $D-U$ -соотношения для металлов по данным лабораторных измерений (1, 2) и в условиях подземных взрывов: (3-5) абсолютные измерения; (6-9) относительные измерения

остальные измерения находятся в разумном соответствии друг с другом, отличаясь по волновым скоростям от средних зависимостей не более чем на 1-2 %.

Отличие данных [57] для молибдена и меди объясняется, по-видимому, неудачным выбором эталонного материала экрана в методе отражения. Им служил алюминий, адиабата которого в $P-U$ -координатах располагается существенно мягче, чем адиабаты меди и молибдена. Поэтому для расшифровки их параметров сжатия требуется знать не только положение самой адиабаты, но и уравнение состояния алюминия (по которому необходимо рассчитывать адиабаты двукратного сжатия). При существующей неопределенности параметров уравнения состояния ситуация усугубляется еще и неудачно выбранным положением самой адиабаты алюминия, когда в $D-U$ -координатах она проходит по

Таблица 6

Опыт	Исходное состояние в экране		Исследуемое вещество; ρ_0 , г см ⁻³	Параметры сжатия в исследуемом веществе					Метод отражения
	D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹		D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ГПа	ρ , г см ⁻³	$\sigma = \rho/\rho_0$	
1	32,54	22,39	SiO ₂ 2,65	33,00	22,45	1963	8,29	3,128	Обратный
2	19,99	11,84	SiO ₂ 2,65	19,92	11,95	631	6,62	2,499	
3	18,66	10,72	SiO ₂ 2,65	18,43	10,87	531	6,46	2,438	
4	18,85	10,88	SiO ₂ 2,65	18,65	11,01	544	6,47	2,441	
5	36,40	25,63	H ₂ O 1,00	43,95	32,54	1430	3,852	3,852	Обычный
6	22,10	13,61	Плексиглас 1,18	25,19	16,96	504	3,61	3,066	
7	36,70	25,88	SiO ₂ 1,75	39,73	29,08	2022	6,53	3,731	Обычный
8	37,59	26,63	SiO ₂ 1,35	42,17	31,89	1815	5,54	4,102	
9	29,90	20,17	W 6,27	21,55	16,45	2223	26,49	4,225	
10	29,43	19,77	Fe 2,27	28,62	21,20	1353	8,60	3,857	
11	23,20	14,54	Fe 2,40	22,35	15,36	8270	7,71	3,197	
12	35,30	24,71	Cu 2,23	36,00	26,22	21000	8,21	3,681	
13	31,21	21,27	Cu 2,23	31,10	22,76	15780	8,32	3,729	
14	29,46	19,80	Cu 2,23	28,71	21,35	13670	8,70	3,901	
15	26,10	16,97	Cu 2,88	24,34	17,03	11940	9,59	3,330	

левой границе экспериментальных точек, минуя большинство из них. Заметим, что при другом уравнении состояния алюминия, используемом в США (уравнение EOS-2), ситуация с описанием молибдена и меди явно улучшается. Причины отклонения данных [58] нам не ясны.

3.3. Сжимаемость кварца, плексигласа и воды

В разные годы (1966–1978 гг.) проведены измерения сжимаемости поликристаллического кварца различной начальной плотности, воды, плексигласа и некоторых других легких ($\rho_0 < 4$ г см⁻³) веществ. Часть результатов опубликована в [24, 54]. В этих измерениях в качестве экрана использовался алюминий — единственный, как уже говорилось, доступный материал, адиабата которого в $P-U$ -координатах расположена близко к адиабатам легких веществ. Как правило, постановка опытов соответствовала схеме обычного метода отражения и лишь при измерении сжимаемости поликристаллического кварца [3] и других горных пород [20] — схеме обратного метода отражения (см. рис. 2а). В последнем случае измерения скорости волны проводились на неко-

льких толщинах образцов, т.е. экспериментально определялось затухание волны. Сопоставляемые значения скоростей на границе раздела SiO₂–Al, а также параметры ударного сжатия кварцита приведены в табл. 6.

В постановке опытов обычного метода отражения (см. рис. 2б) приведены измерения сжимаемости пористого α -кварца (α -SiO₂, при исходных плотностях 1,75 и 1,35 г см⁻³), воды и плексигласа [24]. В этих измерениях геометрические характеристики используемой конструкции были такими: алюминиевый экран, через который волна проходила в исследуемые образцы, имел толщину 100–160 мм, сами образцы — 80–100 мм.

Во всех рассмотренных случаях измерительные системы располагались на сравнительно большом расстоянии (4–8 м) от центра взрыва. Это приводило к относительно небольшим затуханиям ударной волны на базовых толщинах образцов. Их конкретные значения определялись (кроме кварцита в обратном методе отражения) из расчетов и составляли, как правило, меньше 1% по скорости ударной волны. Полученные экспериментальные результаты приведены в табл. 6 (параметры относятся к границам раздела экран–образец).

На рис. 18 приведены результаты измерений волновых скоростей в системах экран–исследуемое вещество (на границах раздела). Обращает на себя внимание следующее обстоятельство. В отличие от [4], где зависимость $D_{Al}-D_{SiO_2}$ основывалась на ограниченном числе экспериментальных данных и выражалась близкой к линейной связью $D_{Al}(D_{SiO_2})$, большой набор экспериментов настоящей работы выявил более сложный характер этой связи. Она выражается отрезками двух прямых, сопрягаемых при $D_{Al} \approx D_{SiO_2} \approx 16$ км с⁻¹. Первая ветвь соответствует зависимости $D_{Al} = 3,3 + 0,81D_{SiO_2}$, вторая — $D_{Al} = 0,9 + 0,96D_{SiO_2}$ (где $16 < D_{Al} < 34$ км с⁻¹). Возможно, тот же характер носят и зависимости волновых скоростей алюминия и пористого α -кварца.

Данные для плексигласа и воды представлены прямыми линиями во всем обследованном нами диапазоне волновых скоростей. По-видимому, разница в поведении, с одной стороны, кварца и, с другой стороны, воды и плексигласа объясняется прочностью межчастичных связей в этих соединениях. Поэтому изменение наклона в $D-D$ -зависимостях для последних происходит на

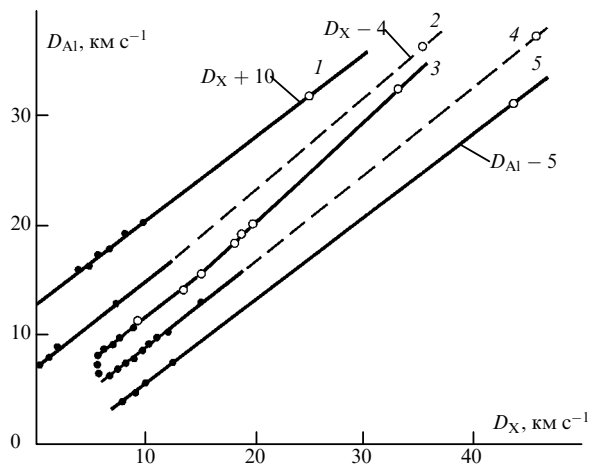


Рис. 18. $D_{Al}-D_X$ -зависимости: (1) плексиглас; (2) пористый SiO₂ ($\rho_{00} = 1,75$ г см⁻³); (3) кристаллографический α -SiO₂; (4) пористый SiO₂ ($\rho_{00} = 1,35$ г см⁻³); (5) вода

начальной стадии их сжатия и в масштабах рис. 18 не проявляется. Для кварца эти изменения более существенны и приходится на область более высоких давлений. Отметим также, что $D-U$ -зависимости для плексигласа и воды полностью совпадают между собой во всем обследованном диапазоне скоростей.

На рис. 19 экспериментальные данные приведены в $D-U$ -координатах. Наряду с лабораторными опытами [59–63] и опытами в подземных условиях [4, 19, 24, 54], выполненными нашей группой, представлены также результаты измерений [10, 11, 13] для кварца и [13] для воды. В основном, имеет место совпадение результатов. Исключение составляет лишь точка на адиабате плавящего кварца [11], которая явно противоречит положению других адиабат кремнезема. Что касается точки SiO_2 из [13], ее параметры, снятые с рисунка этой работы, могут претендовать лишь на ориентировочное указание положения $D-U$ -зависимости.

В целом, ударные адиабаты кварца с различными исходными плотностями представляют собой семейство примерно параллельных линий меняющегося наклона. До скоростей $D = 14\text{--}16 \text{ км с}^{-1}$ их наклон составляет $D'_U \approx 1,6$, при больших скоростях — $D'_U = 1,2\text{--}1,3$. Близкие наклоны (около 1,3) имеют и адиабаты плексигласа и воды, которые в этих перенных представляют собой прямые линии, начиная с $D \geq 5 \text{ км с}^{-1}$. Совпадение наклонов адиабат с предельными значениями для отдельных элементов свидетельствует, по-видимому, о том, что "правило одного наклона" $D'_U \approx 1,2\text{--}1,3$ распространяется и на такие сложные системы, каковыми являются кварц, вода и плексиглас.

Погрешность результатов наших исследований при максимальных значениях параметров D и U составляла около 2 % от средних значений скоростей. Она показана на рис. 19 взаимно перпендикулярными стрелками. Несмотря на достаточно большие погрешности в положении экспериментальных точек, наиболее вероятные значения параметров, судя по взаимосогласованности, определены достаточно надежно. Это позволяет провести оценки коэффициента Грюнайзена

$$\Gamma = \frac{\Delta P_T}{\rho \Delta E_T}$$

(индекс "Т" относится к тепловым составляющим давления и энергии) — термодинамического параметра, играющего ключевую роль в уравнениях состояния. Оценки его значений, выполненные путем сопоставления ударных адиабат, отвечающих исходным плотностям $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$ с $\rho_{00} = 1,75$ и $\rho_{00} = 1,35 \text{ г см}^{-3}$, приводят¹¹, соответственно, к значениям $\Gamma \approx 0,60\text{--}0,66$. Имея в виду оценочный характер этих величин, можно считать совпадение полученных значений удовлетворительным.

Что касается адиабат плексигласа и воды, то изменение наклона у них происходит до $D \leq 5 \text{ км с}^{-1}$. Видимо, именно в этом диапазоне и происходят структурные, фазовые изменения и различного типа химические реакции, в том числе разложения. При $D > 5 \text{ км с}^{-1}$ $D-U$ -

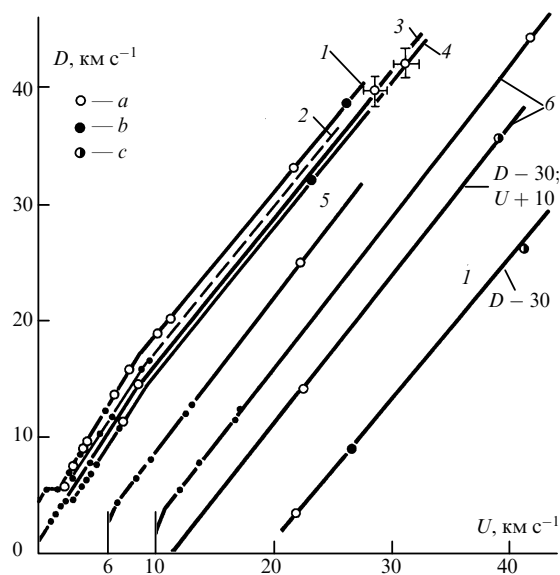


Рис. 19. Адиабаты легких веществ: (1–4) SiO_2 с исходными плотностями 2,65, 2,20, 1,75 и 1,35 г см^{-3} соответственно; (5) плексиглас; (6) вода. Точки — лабораторные измерения; кружки a, b, c — полномасштабные данные

зависимости этих веществ соответствуют прямым линиям, что, вероятно, свидетельствует о завершенности их перестроек.

В [24] приведены данные о двукратной сжимаемости алюминия, полученные в условиях подземных взрывов. Постановка опыта состояла в регистрации волновых скоростей в алюминии и свинце, образец которого располагался по направлению распространения волны после алюминия. При такой постановке опыта, из-за равенства давлений и скоростей на границе раздела образцов, состояния ударного сжатия в свинце соответствуют точке на адиабате двукратного сжатия алюминия.

Первичная обработка включала в себя переход на границу раздела образцов Al-Pb путем введения расчетных поправок на затухание волновых скоростей. На границе раздела $D_{\text{Al}} = 22,34 \text{ км с}^{-1}$ и $D_{\text{Pb}} = 13,70 \text{ км с}^{-1}$. Исходное и конечное состояния в алюминии:

$$U_1 = 13,48 \text{ км с}^{-1}, P_1 = 816 \text{ ГПа}, \rho_1 = 6,83 \text{ г см}^{-3}, \\ U_2 = 9,02 \text{ км с}^{-1}, P_2 = 1400 \text{ ГПа}, \rho_2 = 8,90 \text{ г см}^{-3}.$$

Из сопоставления точки по двукратному сжатию с однократной ударной адиабатой алюминия (рис. 20) оценено значение коэффициента Грюнайзена Γ . Оно оказалось равным $\Gamma \approx 0,67 \pm 0,08$, что является близким к предельному значению этой величины и находится в удовлетворительном согласии с оценками Γ по различным уравнениям состояния в области меньших плотностей и давлений.

Заканчивая рассмотрение результатов исследования сжимаемости легких веществ в условиях сильных ударных волн подземных взрывов, подчеркнем, что, как правило, они намного превышают возможности лабораторных измерений и, тем самым, расширяют наши знания о предельных параметрах сжатия легких веществ, дают новые сведения о тепловых составляющих в уравнениях состояния.

¹¹ Здесь ρ_{00} — средняя плотность пористого вещества, в котором отдельные частицы сплошного вещества разделены пустотами.

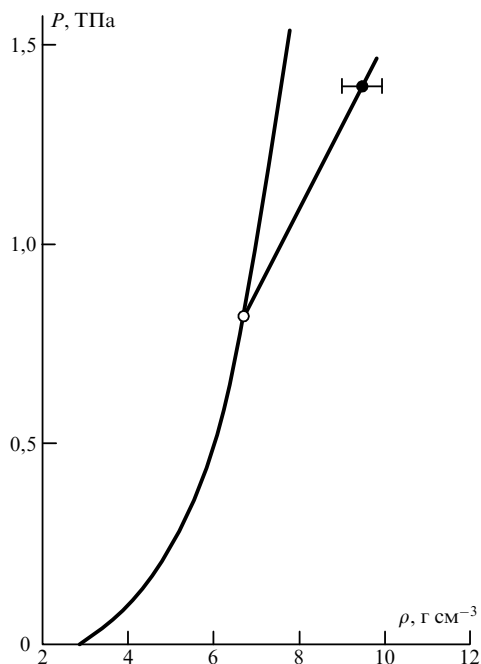


Рис. 20. Адиабата двукратного сжатия алюминия

3.4. Ударные адиабаты пористых металлов — железа, меди и вольфрама

Цель измерений состояла в получении прямых экспериментальных данных в области давлений терапаскального диапазона, определении на их основе общих закономерностей ударного сжатия в сопредельной с теоретической областью высоких давлений и оценке тепловых составляющих в энергии и давлении.

При выборе пористости $m = \rho_0/\rho_{00}$ металлов мы стремились к тому, чтобы при терапаскальных давлениях ударного сжатия получать плотности металлов, соответствующие их кристаллографическим значениям, т.е. плотность ударного сжатия вещества должна быть

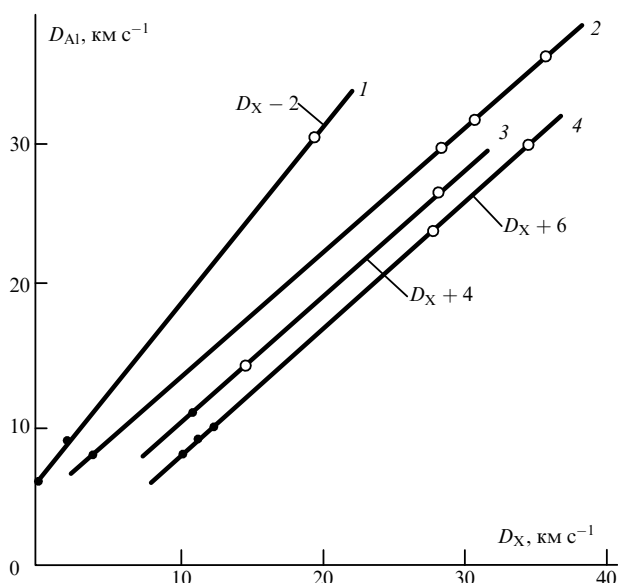


Рис. 21. $D_{Al} - D_X$ -зависимости по данным лабораторных измерений (точки) и в условиях подземных взрывов (кружки): (1) W ($m = 3, 1$); (2) Cu ($m = 4, 0$); (3) Cu ($m = 3, 0$); (4) Fe ($m = 3, 4$)

примерно равна начальной плотности: $\rho \approx \rho_0$. Такие состояния позволяют в ряде случаев существенно упростить анализ результатов, поскольку давления (энергии) на вертикальной адиабате, центрированной к $\sigma = \rho/\rho_{0\text{кр}} = 1$, определяются только тепловыми составляющими, в которых, в свою очередь, основная роль принадлежит электронной. А такой важный параметр, как электронный аналог коэффициента Грюнрайзена [26] $\Gamma_{эл} \approx 2/(m\sigma - 1)$ определяется только пористостью $m = \rho_0/\rho_{00}$.

Случайно оказалось, что для исследуемых металлов пористость, при которой адиабата располагается при $\rho \approx \rho_0$ примерно вертикально, соответствует "насыпной" (с небольшой подпрессовкой) плотности, что значительно упростило проведение опытов. Поскольку исходные плотности металлов (за исключением W) оказались близки к нормальной плотности Al, последний был выбран в качестве эталонного материала экрана. Использовалась схема обычного метода отражения: пористые образцы в специальных цилиндрических матрицах (толщиной 80 мм и диаметром 300 мм) устанавливались на поверхности алюминиевых экранов (толщиной 100–160 мм). Ударная волна характеризовалась слабоспадающим профилем, что при переходе от средних значений волновых скоростей к мгновенным значениям на границе раздела алюминий–исследуемое вещество приводило к сравнительно небольшому поправкам на затухание (меньше 1 % от средних значений D).

Значения волновых скоростей в экранах и исследуемых пористых образцах (на границе раздела), а также параметры ударного сжатия даны в табл. 6. В $D - D$ -координатах измерения на пористых металлах приведены на рис. 21. Все зависимости носят линейный характер, при этом для Fe и Cu они близки друг другу, практически совпадая в пределах взаимных экспериментальных погрешностей. Для вольфрама экспериментальные точки фиксируют более крутой ход зависимости.

В $D - U$ -координатах данные табл. 6 сопоставлены на рис. 22 с соответствующими лабораторными измерениями и полномасштабными экспериментами с нормальными исходными плотностями образцов. Рисунок иллюстрирует, в целом, хорошее совпадение результатов, логично укладывающихся в общую схему расположения адиабат (как "пористых", так и "нормальных") в $D - U$ -плоскости. Она состоит в том, что эксперименты фиксируют два участка адиабат. На первом из них (как правило, это лабораторные измерения) ударные адиабаты пористых металлов центрируются к точке с координатами $U = 0$, $D_0 \geq 0$. Для разных металлов D_0 характеризуется значениями 0,1–0,4 км с⁻¹ [23]. На втором участке адиабаты представляют собой примерно параллельные линии с наклонами, близкими к предельным. Для W и Mo ударные адиабаты, отвечающие нормальной исходной плотности, имеют один наклон ($D'_U \approx 1,2$) во всем экспериментально обследованном интервале скоростей. Для аналогичных адиабат Fe и Cu наклон меняется (от 1,7 до 1,2) при переходе от первого участка $D - U$ -зависимости ко второму. Примерно при тех же D происходит изменение наклона и "пористых" адиабат.

Оценки эффективного значения коэффициента Грюнрайзена по "пористым" ударным адиабатам при максимально достигнутых давлениях (в этой области определяющими являются электронные составляющие,

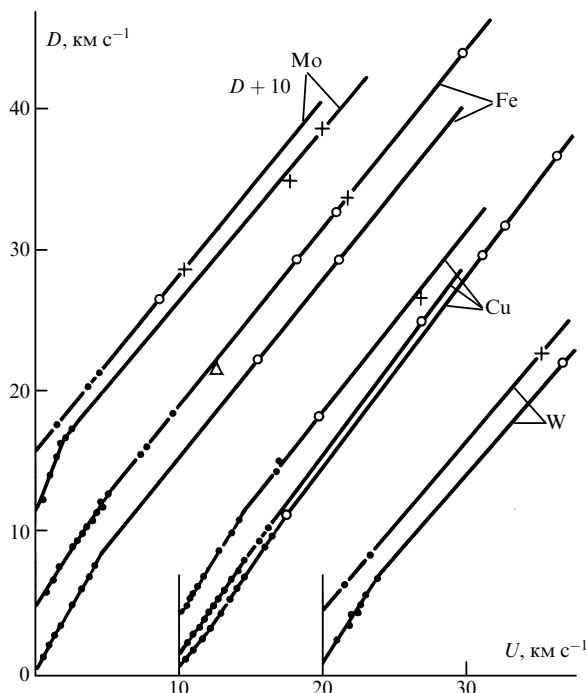


Рис. 22. $D-U$ -зависимости для адиабат пористых и сплошных металлов. Точки — лабораторные измерения; кружки, крестики, треугольники — полигонные измерения

поэтому $\Gamma_{эф} \approx \Gamma_{эл}$) показывают, что для исследованных металлов значения Γ составляют примерно 0,5 для W и 0,7–0,9 для Cu и Fe. Это свидетельствует о том, что коэффициент Грюнайзена Γ является, скорее всего, индивидуальной характеристикой для каждого конкретного элемента и не зависит от принадлежности его к той или иной группе.

4. Относительная сжимаемость титана, железа, меди и свинца при давлениях 15–20 ТПа

В [13] впервые опубликованы результаты измерений при более чем 10-терапаскальных давлениях. Для свинца, например, зафиксированы давления 16 ТПа.

В 1984–1986 гг. "потолок" давлений возрос [14, 15], достигнув в [14] гигантских значений 750 ТПа. Речь, естественно, идет о сравнительных измерениях сжимаемости пар металлов Fe–Al, Fe–Pb, где экспериментально регистрируются лишь волновые скорости. Тем не менее, можно утверждать, что и давления при этом определяются достаточно надежно, поскольку давления $P = \rho_0 D^2 (\sigma - 1) / \sigma$ и при значениях σ , близких к предельным, зависят, в основном, от точности регистраций волновых скоростей.

В 1981 г. в нашей лаборатории проведены измерения сравнительной сжимаемости системы Fe(экран)–Pb–Cu–Ti при давлениях около 20 ТПа [12]. Постановка опыта показана на рис. 23. Поскольку нас интересовали измерения сжимаемости при давлениях в десятки терапаскалей, измерительный узел располагался в непосредственной близости от испытываемого заряда. Система полиэтилен–свинец, установленная непосредственно перед ним, служила для ослабления (n, γ) -потоков и формирования ударной волны, близкой по амплитуде к постоянному

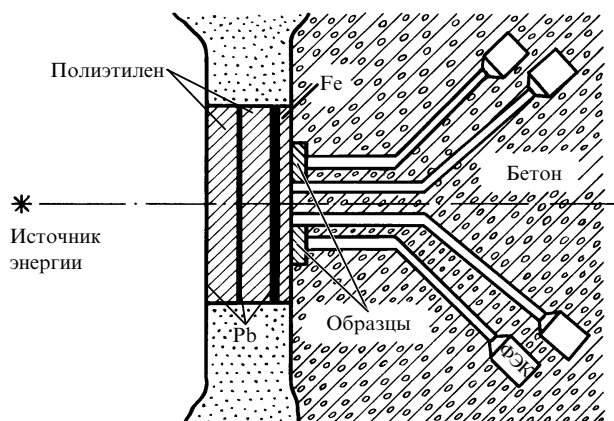


Рис. 23. Постановка опытов по исследованию сравнительной сжимаемости Fe(экран)–Pb–Cu–Ti

профилю давлений и отвечающей плоскому фронту. Диаметр образцов (цилиндрической формы) составлял 250 мм, общий диаметр измерительного блока — 1000 мм. Экспериментальное устройство юстировалось так, что его плоскости располагались строго перпендикулярно направлению центр энерговыведения–центр этих плоскостей. Тем самым обеспечивалась хорошая симметрия ударной волны.

Времена прохождения волны по образцам определялись путем регистрации свечения фронта волны при выходе ее на границы экран–образец и образец–воздух (тыльная сторона образца). "Сбор" света производился с поверхности образца, не охваченной влиянием возмущений, распространяющихся с его границ. Этой цели служили световые каналы, изготовленные из труб с внутренним диаметром 30 мм. Для большего светосбора поверхность труб полировалась, а для исключения преждевременного свечения воздуха от разогрева (n, γ) -квантами при взрыве заряды внутренний объем световых каналов откачивался до давлений в десятки доли миллиметра ртутного столба.

Регистрация свечения осуществлялась с помощью коаксиальных фотоэлементов (ФЭК) типа СДФ-7, которые располагались вне прямого светового потока и защищались от излучения заряда толстым слоем бетона. Световые каналы располагались на одном диаметре (625 мм). На экране устанавливалось четыре измерительных канала, столько же каналов стояло и в центре образцов (на их внешней поверхности). Один образец и соответствующий световой канал располагались в центре устройства.

В опыте зафиксирована вполне удовлетворительная симметрия ударной волны (около $4 \cdot 10^{-8}$ с). Предварительно проведенные расчеты показали, что конструкция измерительного устройства обеспечивала относительно слабое затухание волн на используемых толщинах образцов, что позволяло не учитывать эти эффекты. К сожалению, из-за неточностей начала отсчета временных интервалов, связанной с размытостью временной шкалы осциллограмм, и некоторых других факторов погрешность определения средних волновых скоростей в данном случае оценивается значениями 1,5 % для Cu и Fe, 2,5–3,0 % для Pb, 4,0 % для Ti. Большая погрешность в определении волновой скорости в Pb и, особенно, в Ti явилась одной из основных причин отсутствия публикаций непосредственно после проведения опыта в 1981 г.

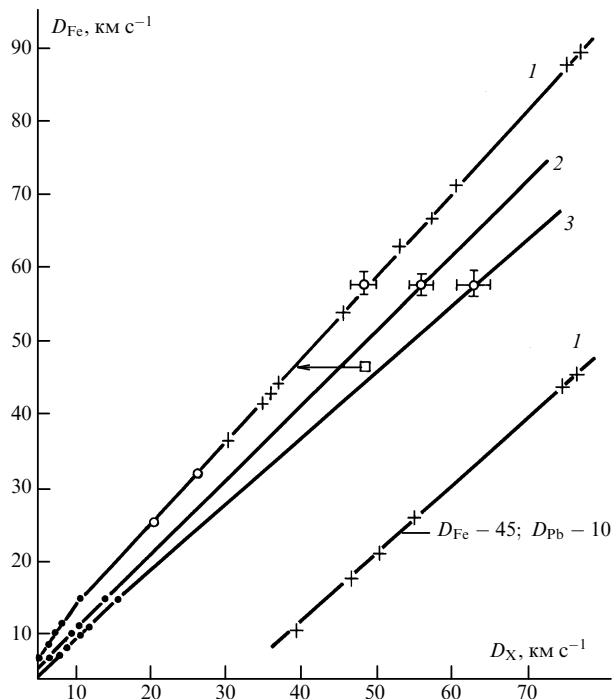


Рис. 24. Сравнительная сжимаемость: (1) $D_{\text{Fe}} - D_{\text{Pb}}$; (2) $D_{\text{Fe}} - D_{\text{Cu}}$; (3) $D_{\text{Fe}} - D_{\text{Ti}}$. Точки — лабораторные измерения; кружки, крестики [15], квадратики [14] — измерения при подземных взрывах

Авторы надеялись уточнить результаты в других подобных экспериментах, однако выполнить эти планы, к сожалению, оказалось невозможным. Поэтому было решено опубликовать результаты этого опыта, что и было сделано в [12].

Непосредственно полученные волновые скорости составляют:

для эталона (Fe)

$$D_{\text{Fe}} = 57,4 \pm 0,9 \text{ км с}^{-1},$$

в металлах

$$D_{\text{Cu}} = 55,87 \pm 0,8 \text{ км с}^{-1},$$

$$D_{\text{Pb}} = 48,79 \pm 1,2 \text{ км с}^{-1},$$

$$D_{\text{Ti}} = 62,3 \pm 2,5 \text{ км с}^{-1}.$$

Полученные данные приведены на рис. 24 в D - D -координатах. Каждая из зависимостей представляет собой две, сопряженные между собой, прямые линии. Область сопряжения лежит вблизи волновой скорости железа $D_{\text{Fe}} = 14\text{--}15 \text{ км с}^{-1}$ и фиксирует смену наклона прямых. Наиболее крутой ход (для второго участка) имеет зависимость $D_{\text{Fe}} - D_{\text{Pb}}$, наиболее пологий — зависимость $D_{\text{Fe}} - D_{\text{Ti}}$. Полученные данные при высоких давлениях сопоставлены с результатами лабораторных измерений, а для пары Fe-Pb — с данными полномасштабных измерений из [13, 15]. Данные из [13] резко отличаются от усредненной D - D -зависимости.

В диапазоне волновых скоростей из [12] линейные D - D -соотношения для рассматриваемых пар металлов выглядят так:

для Fe-Pb

$$D_{\text{Fe}} = 2,35 + 1,125 D_{\text{Pb}}, \quad 15 < D_{\text{Fe}} < 60 \text{ км с}^{-1},$$

Таблица 7

Металл	D , км с ⁻¹	U , км с ⁻¹	P , ТПа	ρ , г см ⁻³
Железо	$57,4 \pm 0,9$	42,3	19,1	29,8
Свинец	$48,8 \pm 1,5$	39,3	21,7	58,0
Медь	$55,9 \pm 0,8$	40,8	20,4	33,0
Титан	$62,3 \pm 2,5$	48,6	13,6	20,5

Таблица 8

Металл	ρ_0 , г см ⁻³	C_0 , км с ⁻¹	D'_U	Диапазон изменения, км с ⁻¹
Железо	7,85	7,0	1,19	$20 < D < 46$
Свинец	11,34	3,4	1,15	$12 < D < 50$
Титан	4,51	4,5	1,20	$4,5 < D < 65$
Медь	8,93	6,1	1,21	$16 < D < 55$
Молибден	10,20	5,0	1,26	$5 < D < 20$
Алюминий	2,71	5,9	1,19	$10 < D < 40$

для Fe-Cu

$$D_{\text{Fe}} = 0,86 + 1,01 D_{\text{Cu}}, \quad 15 < D_{\text{Fe}} < 60 \text{ км с}^{-1},$$

для Fe-Ti

$$D_{\text{Fe}} = 1,60 + 0,89 D_{\text{Ti}}, \quad 15 < D_{\text{Fe}} < 60 \text{ км с}^{-1}.$$

Область сверхвысоких параметров из [15] для пары Fe-Pb показана в правой части рис. 24.

Для нахождения положения адиабат исследованных металлов в качестве исходной адиабаты железа была принята зависимость, отвечающая модели ТФПК. Поскольку в опыте реализовался слабоспадающий профиль давления в ударной волне, при определении термодинамических параметров Cu, Pb и Ti можно сопоставлять непосредственно экспериментальные значения средних волновых скоростей. А так как при P - U -построениях адиабаты Fe, Cu и Pb близки друг другу, их сравнение можно проводить, используя непосредственно ударную адиабату железа.

Расчеты по модельным представлениям ТФПК показывают, что такая процедура не вносит заметных дополнительных погрешностей в искомые значения параметров сжатия металлов. Для титана учтены отличия положения ударной адиабаты и адиабаты расширения железа. Полученные параметры приведены в табл. 7. Для железа исходные состояния, соответствующие расчетной адиабате по ТФПК, определены по $D_{\text{Fe}} = 57,4 \pm 0,9 \text{ км с}^{-1}$. Для остальных металлов значения параметров найдены для номинальных D по методу отражения.

Отметим, что данные табл. 7 практически полностью соответствуют совокупности предыдущих измерений и являются, по сути, их продолжением. В табл. 8 приведены соответствующие линейные соотношения для исследованных металлов в области высоких давлений. Видно, что наклоны адиабат D'_U для всех металлов примерно одинаковы (равны, в среднем, 1,2) и соответствуют их значениям, найденным по расчетным зависимостям ТФПК. К тому же расчетные (по этой модели) параметры ударных волн для Fe, Cu, Pb и Ti (для которых диапазон экспериментальных волновых скоростей максимален) практически совпадают с экспериментальными определениями. Так, скорости проходящей волны в железе $D_{\text{Fe}} = 57,4 \text{ км с}^{-1}$ по расчетным зависи-

мостям ТФПК соответствуют

$$D_{\text{Ti}} = 62,81 \text{ км с}^{-1}, \quad D_{\text{эксп}} = 62,3,$$

$$D_{\text{Cu}} = 55,80 \text{ км с}^{-1}, \quad D_{\text{эксп}} = 55,9,$$

$$D_{\text{Pb}} = 49,59 \text{ км с}^{-1}, \quad D_{\text{эксп}} = 48,8,$$

т.е. максимальное отличие для свинца составляет 1,5 %, что, конечно, находится в допустимой области существующих экспериментальных погрешностей.

На рис. 25 приведены экспериментальные данные для этих металлов как в области лабораторных определений, так и в области высоких давлений, определенных в условиях подземных взрывов. Видно, что в целом имеет место удовлетворительное совпадение результатов. Причина отклонений данных, в частности результатов [57], обсуждалась ранее.

5. Заключение

Завершая рассмотрение данных по сжимаемости, найденных в испытательных взрывах ядерных зарядов, можно свести их к следующему.

1. Получены данные по сжимаемости железа абсолютными методами при давлениях 4,3, 5,5 и 10 ТПа, что примерно в восемь-десять раз превосходит лабораторный диапазон измерений. Эти данные определили положение ударной адиабаты железа в этом диапазоне давлений и, тем самым, позволили перейти от относительных измерений к абсолютным для целого ряда элементов, в том числе для меди, свинца, молибдена и кадмия.

2. Проведены измерения сжимаемости алюминия абсолютными методами до максимальных давлений 2,0 ТПа. Совокупность полученных результатов позволила определить ударную адиабату алюминия и перейти к абсолютной сжимаемости ряда легких соединений, в том числе α -кварца (различной начальной плотности), воды, флексигласа и пористых металлов (меди, железа и вольфрама).

3. В сопоставимых диапазонах давлений данные Челябинского ядерного центра и зарубежных лабораторий в пределах взаимной погрешности регистрации ударно-волновых параметров, как правило, совпадают с нашими результатами.

4. В области давлений 15–20 ТПа получены данные по сравнительной сжимаемости железа (эталон), свинца, меди и титана. Они сопоставлены с данными Челябинского ядерного центра по системе железо–свинец, относящейся к гигантским давлениям (сотни терапаскалей). Показано их взаимное соответствие (в сравниваемом диапазоне сжатий), в том числе сопоставимость с лабораторными экспериментами при низких давлениях. Проведен анализ данных в D – D -координатах.

5. Выполнены оценки среднего значения параметра Грюнайзена для кварца и алюминия и его электронного аналога для меди, железа и вольфрама. Полученные значения близки к предельным параметрам.

6. Сопоставление экспериментальных и расчетных адиабат для эталонных металлов (железа и алюминия) свидетельствуют о преимуществе их описания моделью Томаса–Ферми с квантовыми и обменными поправками с учетом неидеальности взаимодействия ядер (модель ТФПК).

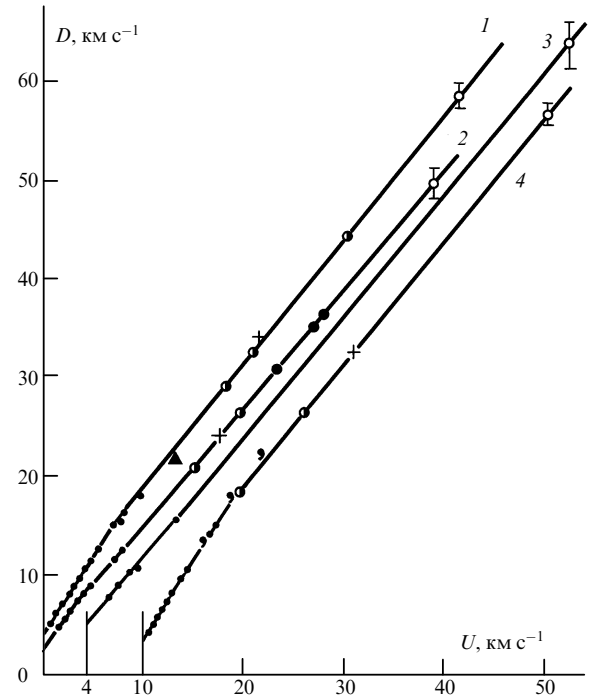


Рис. 25. D – U -диаграмма Fe, Pb, Ti и Cu в области сверхвысоких давлений: (1) Fe; (2) Pb; (3) Ti ($U+4$); (4) Cu ($U+10$)

7. В исследованном диапазоне давлений абсолютными методами (до 10 ТПа для железа, 5–7 ТПа для меди, свинца и вольфрама и 3 ТПа для алюминия и кварца) ударные адиабаты имеют вид плавных зависимостей без видимых отклонений от монотонности, которые могут быть связаны с осцилляционными эффектами.

8. Показана устойчивость ударных адиабат к изменению масштаба опытов (увеличение времени воздействия давлений на вещество) и к изменению размеров частиц, составляющих пористые образцы.

Вместе с тем полученные результаты отнюдь не исчерпывают того круга вопросов, которые постоянно возникают в процессе решения очередных задач. Не претендуя на сколько-нибудь полный перечень таких, еще не решенных проблем, перечислим некоторые из них.

Прежде всего представляется необходимым исследовать сжимаемость сверхпористых металлов (с начальной плотностью, меньшей $0,5 \text{ г см}^{-3}$) при терапаскальных давлениях. Найденные в таких опытах параметры позволят получить тестовые данные для проверки "сквозных" моделей состояний веществ в неисследованной пока области диаграммы состояний, расположенной между известными решениями для газов и твердого тела (модели типа Сах \acute{a} и ТФПК, соответствующие эксперименты с газовыми и конденсированными веществами). В указанной области состояний (точнее, при минимальных ее параметрах) получены первые данные на образцах сверхпористого никеля (лабораторные измерения [64]), которые, однако, в силу ограниченных возможностей лабораторного эксперимента не могут быть распространены на значительные участки этой области. Единственная возможность — проведение измерений в условиях сильных ударных волн подземных взрывов.

Вторая задача, связанная с первой, касается получения более широких сведений в рассматриваемой области состояний. Она состоит в регистрации адиабат расширения с исходными состояниями на кривых ударного сжатия сверхпористых металлов. Эксперименты подобного типа в определенном смысле эквивалентны опытам с вариацией исходных плотностей.

Одна из важных задач — отыскание способа прямого изучения осцилляционных эффектов при сжатии веществ сверхсильными ударными волнами. При существующем подходе вопрос об осцилляциях ударных адиабат, строго говоря, зависит от точности регистраций параметров ударных волн в абсолютных измерениях сжимаемости. При регистрации кинематических параметров с погрешностью не больше, чем 0,5–0,7%, по-видимому, появится возможность регистрировать эти эффекты. На сегодняшний день такая точность не достигнута. Более того, исследования этих эффектов в области давлений выше 10 ТПа проводятся при сравнительных измерениях, что предполагает отсутствие или известные малые осцилляции в одном из сравниваемых элементов (экране), что не всегда корректно обосновано.

Следующая задача связана с регистрацией состояний на P – ρ -диаграмме, расположенных между изотермой $T = 0$ К и ударной адиабатой. Исследовать эту область можно с использованием измерений, при которых энтропия изучаемой системы меньше энтропии на ударной адиабате. Таким условиям отвечают, в частности, адиабаты многократного сжатия, кривые изоэнтропического сжатия и некоторые другие зависимости. Наиболее простым в исполнении (по крайней мере для легких элементов) является процесс последовательного сжатия вещества несколькими ударными волнами (об одном примере подобных измерений рассказано выше). Такие измерения, определяющие тепловые характеристики веществ, могут привести к не всегда прогнозируемым результатам, особенно вблизи предельных состояний.

Укажем также на возможность дополнительной экспериментальной калибровки широкодиапазонных уравнений состояния. Она основана на сравнении расчетных и экспериментальных параметров адиабат расширения металлов (с исходными состояниями на адиабате сплошных металлов при давлениях выше 1 ТПа) в области сравнительно небольших давлений (меньше 0,1 ТПа), где имеются наиболее значительные расхождения в положении кривых расширения, построенных по различным уравнениям состояния.

Таков не полный перечень вопросов, ждущих своего решения. Осуществление его на практике зависит, к сожалению, не только от исследователей.

Настоящий обзор явился результатом больших усилий коллектива сотрудников Российского ядерного центра. Исследования сжимаемости веществ в сильных ударных волнах подземных ядерных взрывов были начаты нами совместно с Л.В. Альтшулером, который на стадии их становления лучше других понимал важность и необходимость развертывания этих работ. В последующем наиболее значительный вклад в их выполнение внесли М.А. Подурец, Г.В. Симаков, Л.В. Попов, Б.Н. Моисеев и многие их коллеги. Автор с благодарностью отмечает их творческий, бескорыстный труд, без которого было бы невозможно получить и обработать приведенные выше экспериментальные результаты.

Автор благодарен Б.Л. Глушаку за просмотр рукописи и сделанные им критические замечания, Н.Л. Шаболдиной за большую помощь в окончательной подготовке обзора, а также Б.К. Водолаге, сподвигнувшему автора взяться за обработку и обобщение материалов, полученных в условиях подземных испытаний ядерных зарядов.

Список литературы

1. Альтшулер Л В, Крупников К К, Бражник М И *ЖЭТФ* **34** 874 (1958)
2. Альтшулер Л В, Крупников К К, Леденев Б Н и др. *ЖЭТФ* **34** 886 (1958)
3. Альтшулер Л В, Моисеев Б Н, Попов Л В и др. *ЖЭТФ* **54** 785 (1968)
4. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Подурец М А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **1** 13 (1971)
5. Трунин Р Ф, Подурец М А, Симаков Г В и др. *ЖЭТФ* **56** 1172 (1969)
6. Трунин Р Ф, Подурец М А, Симаков Г В и др. *ЖЭТФ* **62** 1043 (1972)
7. а. Трунин Р Ф, Медведев А Б, Фунтиков А И и др. *ЖЭТФ* **95** 631 (1989)
б. Зубарев В Н, Подурец М А, Попов Л В и др. Ударная сжимаемость и уравнение состояния меди в области высоких давлений, в сб. *Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям* Т. 1 (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 61
8. Ragan C E III, Silbert M G, Diven B C *J. Appl. Phys.* **48** 2860 (1977)
9. Ragan C E III. *Phys. Rev. A* **21** 458 (1980)
10. Ragan C E III. *Phys. Rev. A* **29** 1391 (1984)
11. Ragan C E III. *Phys. Rev. A* **25** 3360 (1982)
12. Трунин Р Ф, Илькаева Л А, Подурец М А и др. *ТВТ* (в печати)
13. Аврорин Е Н, Водолага Б К, Волков Л П и др. *Письма ЖЭТФ* **31** 727 (1980)
14. Владимиров А С, Волошин Н П, Ногин В Н и др. *Письма ЖЭТФ* **39** 69 (1984)
15. Аврорин Е Н, Водолага Б К, Волошин Н П и др. *ЖЭТФ* **93** 613 (1987)
16. Mitchell A C, Nellis W I, Holmes N C *Shock impedance match experiments in aluminum and molybdenum between 0,1–2,5 TPa (1–25 Mbar)*, in *Shock waves in condensed matter. 1983* (Eds I R Asay, R A Graham, G K Straub) (Elsevier Science Publ. B.V., 1984) Ch.II: 14, 81
17. FUQIAN Jing *Shock wave physics research in China. 1989* (Eds S C Schmidt, I N Johnson, L W Davison) (Elsevier Science Publ. B.V., 1990) p. 133
18. а. Волков Л П, Волошин Н П, Владимиров А С и др. *Письма ЖЭТФ* **31** 623 (1980)
б. Симоненко В А, Волошин Н П, Владимиров А С и др. *ЖЭТФ* **88** 1452 (1985)
19. Подурец М А, Попов Л В, Севастьянов А Г и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **11** 59 (1976)
20. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Дудолова И П и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **1** 52 (1988)
21. Павловский М Н, Дракин В П *Письма ЖЭТФ* **4** 169 (1966)
22. Alder V I, Christian R H *Phys. Rev. Lett.* **7** 367 (1961)
23. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Сутулов Ю Н и др. *ЖЭТФ* **96** 1024 (1989)
24. Трунин Р Ф, Подурец М А, Симаков Г В и др. *ЖЭТФ* (в печати)
25. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Подурец М А *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **12** 13 (1974)
26. Кормер С Б, Фунтиков А И, Урлин В Д, Колесников А Н *ЖЭТФ* **42** 626 (1962)
27. Калиткин Н Н, Кузьмина Л В *Препринт ИПМ АН СССР* № 35 (М., 1975) с. 76
28. Копышев В П *Числ. методы мех. сплош. сред* **8** 54 (1977)
29. а. Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б *Вопр. атом. науки и техн.* **4** 16 (1979)
б. Те же. *Вопр. атом. науки и техн.* **3** 62 (1990)
в. Те же. Модифицированная модель Хартри–Фока–Слэтера и ее применение для получения уравнений состояния вещества в

- области высоких температур, в кн. *Математическое моделирование. Физико-химические свойства вещества* (М.: Наука, 1989) с. 162
30. Синько Г В *ТВТ* **2** 1041 (1979)
 31. Синько Г В *Числ. методы мех. сплош. сред* **10** 124 (1979)
 32. Rozsnyai В F *Phys. Rev. A* **5** 1137 (1972)
 33. Андрияш А В, Симоненко В А *Вопр. атом. науки и техн. Сер. Теор. и прикл. физ.* **2** (2) 52 (1984)
 34. Rogers F I *Phys. Rev. A* **24** 521 (1981)
 35. Liberman D A *INFERNO: J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* **27** 335 (1982)
 36. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ЖЭТФ* **42** 91 (1962)
 37. Крупников К К, Баканова А А, Бражник М И и др. *ДАН СССР* **148** 1302 (1963)
 38. Трунин Р Ф, Подурец М А, Попов Л В и др. *ЖЭТФ* **102** 1433 (1992)
 39. Трунин Р Ф, Подурец М А, Попов Л В и др. *ЖЭТФ* **103** 2189 (1993)
 40. Альтшулер Л В, Баканова А А, Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **38** 790 (1960)
 41. Альтшулер Л В, Баканова А А, Дудолодов И П и др. *ПМТФ* **2** 3 (1981)
 42. а. *LASL Shock Hugoniot Data (Los-Alamos Series on Dynamic Material Properties)* (Ed. S P Marsh) (Berkeley–Los Angeles–London: Univ. California Press, 1980)
б. *Compendium of shock-wave data* (Ed. Van Thiel) UCRL-59108. 1977
 43. Подурец М А, Ктиторов В М, Трунин Р Ф и др. *ТВТ* (в печати)
 44. Симоненко В А, Волошин Н П, Владимиров А С и др. *ЖЭТФ* **88** 1452 (1985)
 45. Модель И Ш, Нарожный А Т, Харченко А И и др. *Письма ЖЭТФ* **41** 270 (1985)
 46. Сапожников А Т, Першина А В *Вопр. атом. науки и техн. Сер. Методики и программы числ. решения задач мат. физ.* **4** 47 (1979)
 47. Альтшулер Л В, Брусникин С Е *ТВТ* **27** (1) 42 (1989)
 48. Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **2** 26 (1986)
 49. Skidmore S, Morris E *Thermodynamics of nuclear materials* (Vienna, 1962)
 50. Альтшулер Л В, Чекин Б С *Метрология импульсных давлений, в сб. Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям* (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 6
 51. Глушак Б Л, Жарков А П, Жерноклетов М В и др. *ЖЭТФ* **96** 1301 (1989)
 52. Альтшулер Л В, Баканова А А *УФН* **96** 193 (1968)
 53. Медведев А Б *Вопр. атом. науки и техн. Сер. Теор. и прикл. физ.* **1** 12 (1992)
 54. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф. и др. *ЖЭТФ* **62** 719 (1972)
 55. Калиткин Н Н *Модели вещества в экстремальном состоянии, в кн. Математическое моделирование. Физико-химические свойства вещества* (М.: Наука, 1989) с. 114
 56. Трунин Р Ф, Подурец М А, Симаков Г В и др. *ТВТ* (в печати)
 57. Mitchell А С, Nellis W I, Moriarty I A et al. *J. Appl. Phys.* **69** 2981 (1990)
 58. Simonenko V A *High Pressure Res.* **5** 816 (1990)
 59. Баканова А А, Дудолодов И П, Трунин Р Ф *ФТТ* **7** 1615 (1965)
 60. Трунин Р Ф, Симаков Г В, Подурец М А *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **2** 33 (1971)
 61. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **11** 72 (1990)
 62. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ДАН АН СССР* **121** 67 (1958)
 63. Баканова А А, Зубарев В Н, Сутулов Ю Н, Трунин Р Ф *ЖЭТФ* **68** 1099 (1975)
 64. Трунин Р Ф, Симаков Г В *ЖЭТФ* **103** 2180 (1993)

**SHOCK COMPRESSION OF CONDENSED MATTERS
IN STRONG SHOCK WAVES
CAUSED BY UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSIONS**

R.F. Trumin

*Russian Federal Nuclear Center:
All-Russian Research Institute of Experimental Physics
Arzamas-16, Nizhnii Novgorod Region, 607200, Russia
Tel. (7-831-30) 5-6509
Fax (7-831-30) 5-4565*

Results of experimental investigations on condensed matter compressibility under underground-explosion conditions are presented. The majority of measurements are of absolute character and cover the pressure range of 5–10 TPa for heavy materials, and 2 TPa for light materials. The following materials have been investigated: iron, lead, copper, cadmium, molybdenum, aluminium, as well as quartz, water, and plexiglas. In addition to solids, the measured results on compressibility are also presented for porous specimens such as iron, copper, tungsten, and quartz. The obtained data agree with the calculational Thomas-Fermi model containing a quantum and exchange correction factor and taking into account nuclear interaction. It has been shown that the adiabatic slope dD/dU in the region of super-high pressures (for heavy materials under pressures above 1 TPa, and for light materials under pressures above 0.3 TPa) is 1.2. It was shown that the results are independent on experimental scale in the region of laboratory experiment pressure.

PACS numbers: 62.50.+p; 28.70; 62.90.+k
Bibliography — 64 references

Received 23 May 1994, revised 3 August 1994