

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений

Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков

С середины 50-х годов в научной печати появились работы по экспериментальному изучению свойств конденсированных веществ при экстремально высоких давлениях, отвечающих высоким плотностям энергии. Практическая реализация условий, необходимых для проведения этих исследований, стала возможной благодаря использованию мощных ударных волн как способа интенсивного воздействия на вещество. В применении ударных волн в физике высоких давлений большое значение имели работы, выполненные в Российских федеральных ядерных центрах (г. Саров, г. Снежинск) и в Академии наук (г. Москва, пос. Черноголовка, г. Новосибирск) по развитию динамических методов исследования и формированию этого нового направления изучения экстремальных состояний вещества.

PACS numbers: 28.70.+y, 47.40.-x, 62.20.Fe

Содержание

1. Введение (323).
 2. Детонация конденсированных ВВ (324).
 3. Ударные адиабаты металлов (326).
 4. Электронные переходы и ударный полиморфизм (329).
 5. Скорости звука и прочность ударно сжатых металлов (331).
 6. Мультимегабарный диапазон давлений (333).
 7. Широкодиапазонные фазовые диаграммы металлов (335).
 8. Оптические исследования ударно сжатых диэлектриков (337).
 9. Описания сжатых и плазменных состояний (339).
 10. Заключение (341).
- Список литературы (342).

1. Введение

Прогресс современного естествознания характеризуется быстрым ростом объема информации об экстремальных состояниях материи. В этой области физики и техники большое развитие получили динамические методы [1, 2]. Они основаны на генерации и измерении высокоплотных и высокотемпературных состояний в мегабарных диапазонах давлений, возникающих на короткие промежутки времени за фронтами сильных ударных волн.

Использование ударной волны в качестве инструмента физического исследования позволило экспериментаторам изучить уравнения состояния многих элементов и химических соединений в очень широких диапазонах давлений и температур, найти высокотемпературные кривые плавления и кипения, получить сильно неидеальную плазму, обнаружить неизвестные ранее электронные перестройки в металлах и индуцированные ударными волнами фазовые превращения при интенсивных быстрых деформациях и исследовать ряд других интересных явлений, происходящих в области экстремально высоких параметров, недоступных для иных методов исследования. Полученная информация необходима для реализации ряда перспективных проектов военной и мирной атомной энергетики. Она оказалась полезной для решения многих вопросов геофизики, астрофизики и планетологии, при исследовании высокоскоростных соударений, динамическом синтезе новых материалов и для других задач. Сегодня динамические измерения составляют основу эталонов статического мегабарного диапазона давлений [3, 4].

Становление динамических методов неотделимо от хронологии создания атомного оружия. Для этих целей опыты с ударными волнами были начаты в США в рамках Манхэттенского проекта в 1945 г. [5, 6]. В Советском Союзе такие исследования проводились независимо с 1947 г. в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ, Арзамас-16, ныне г. Саров) [7], бессменным руководителем которого с момента образования и до 1996 г. был академик Ю.Б. Харитон. Содружество физиков, математиков, конструкторов и экспериментаторов разных направлений, образовавшееся в институте, представляло своеобразный "затерянный мир Харитона", в котором были созданы максимально благоприятные

Л.В. Альтшулер, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков. Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий РАН.

127412 Москва, Ижорская ул. 13/19, Россия

Тел. (095) 485-79-88; Факс (095) 485-79-90

Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин. Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики

607190 Саров, Нижегородская обл., Россия

Тел. (831-30) 450-09; Факс (831-30) 459-58

Статья поступила 2 сентября 1998 г.

возможности для научной работы и где не только наука служила обороне, но и оборона, широко и эффективно, — фундаментальной науке.

Экспериментальные исследования в институте проводились в тесном контакте с выдающимися советскими учеными: Я.Б. Зельдовичем, А.Д. Сахаровым, Д.А. Франк-Каменецким, Е.И. Забабахиним, лидерами новой научной дисциплины — физики высоких плотностей энергий. Авторы настоящего обзора имели счастье испытать неповторимую творческую атмосферу уникальной научной школы, созданной этими учеными. Особенно значительный вклад в эту область знаний внес академик Я.Б. Зельдович. Его жизнь вместила несколько научных биографий. Все они были посвящены взрывам нарастающей мощности: детонации и взрывам химических веществ, цепным реакциям и ядерным взрывам, а также "большому взрыву", 15 миллиардов лет назад образовавшему нашу Вселенную. Вопросы горения и детонации были первой и непреходящей любовью Якова Борисовича, которой он остался верен до последних дней. Школа Зельдовича в изучении экстремальных состояний получила международное признание. Создатель американской водородной бомбы Э. Теллер на Международной конференции по физике высоких плотностей энергий в 1969 г. выделил, наряду с учеными из Лос-Аламоса, советских ученых Я.Б. Зельдовича и Л.В. Альтшулера, "которые, возможно, сделали больше всего в открытии этого нового поля исследований" [8]. В 1991 г. Американское физическое общество присудило одному из авторов этой статьи (Л.В. Альтшулеру) премию "за плодотворный вклад в развитие исследований материи при ударно-волновом сжатии" [9].

2. Детонация конденсированных ВВ

В образцах атомного оружия продукты взрыва конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) играют ту же роль "рабочего тела", что и водяной пар в тепловых машинах. Сложилось так, что во ВНИИЭФ в 1947 г. для Я.Б. Зельдовича и руководителей экспериментальных коллективов — В.А. Цукермана, Е.К. Завойского, Л.В. Альтшулера первоочередной проблемой стало определение давлений детонации конденсированных взрывчатых веществ. В создаваемых конструкциях теоретически прогнозируемые по различным моделям значения давления продуктов взрыва в сходящихся детонационных волнах, определяющие мощность проектируемых атомных зарядов, различались более чем в полтора раза. В сжатые сроки исследовательским коллективом ВНИИЭФ были получены экспериментально обоснованные данные, позволившие предсказать результаты испытания первого в нашей стране атомного оружия в 1949 г.

Главными вехами в теории детонационных процессов являются труды Михельсона [10], Чепмена [11], Жуге [12], Зельдовича [13]. Основным отличием самоустанавливающейся детонационной волны от ударной является постоянство скорости ее распространения. Приоритет в анализе этого явления принадлежит профессору Московского сельскохозяйственного института (в настоящее время Академия им. К.А. Тимирязева) В.А. Михельсону. В своей публикации [10] в 1893 г. он писал: "По отношению к детонации мы имеем дело с чрезвычайно интересным случаем, в котором благодаря химическим и тепловым процессам условия постоянства скорости

распространения в действительности выполняются". На диаграмме давление–объем (рис. 1) стационарной скорости детонации соответствует прямая, справедливо названная Зельдовичем прямой Михельсона [14]. Согласно Чепмену (1899 г.), скорость распространения взрывных волн является минимально возможной, а состояния за их фронтами по условию Жуге (1904 г.) обладают тем замечательным свойством, что скорость звука в продуктах детонации в точности равна скорости стационарной детонации относительно этих продуктов.

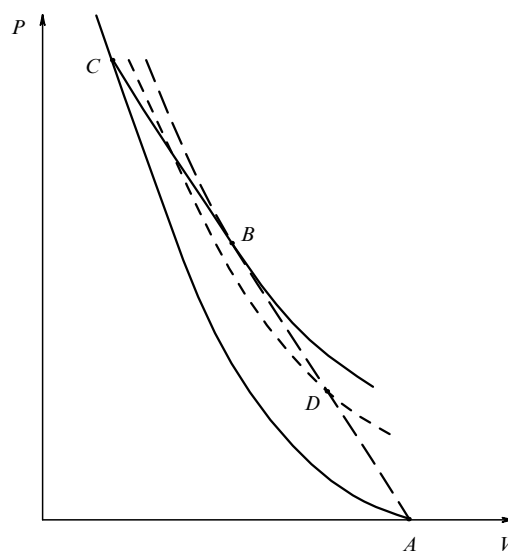


Рис. 1. P - V диаграмма стационарной детонации. A - C — ударная адиабата, B — точка Жуге, B - C — зона реакции, D — состояние недосжатой детонации.

Механизм отбора состояний Жуге проанализировали и обосновали независимо друг от друга Зельдович (1940 г.) [13], Нейман (1942 г.) [15] и Дьеринг (1943 г.) [16]. Согласно концепции, обозначаемой аббревиатурой ЗНД, структура фронта детонационного превращения образована фронтом ударного сжатия исходного ВВ, стационарной зоной химического разложения и примыкающими к химической зоне автомодельно расширяющимися продуктами взрыва. Расчетные амплитуды детонационных волн на границах химических зон (иными словами, прогнозируемые давления детонации) зависят от принимаемых в расчет уравнений состояния сжатых и нагретых продуктов взрыва.

В середине 40-х годов традиционными были коволюмные уравнения состояния Ван-дер-Ваальса, в которых коволюм, в общем случае зависящий от давления, представлял "собственный объем" продуктов детонации. Согласно другой концепции, развитой Ландау и Станюковичем в 1945 г. [17], использование каких-либо уравнений состояния, написанных для газа, нецелесообразно, а более правильно сравнивать продукты разложения с некоторой жидкостью с адиабатическим законом расширения из состояния Жуге и соотношением между давлением P и объемом V типа $PV^n = \text{const}$. По оценкам немецких авторов [18], использовавших коволюмное уравнение состояния, давление детонации тротила полагалось равным 12 ГПа, а по Ландау и Станюковичу — 19 ГПа. Придерживаясь в основном концепции, развитой в [17], Зельдович и Компанец еще в 1955 г. отмечали:

"Результаты вычислений, сделанных на основе уравнений состояния Ландау–Станюковича, носят характер предсказаний, которые еще надо проверять" [19].

В США экспериментальные исследования по этому вопросу начались в 1945 г., но результаты были впервые опубликованы в научной периодике только в середине 50-х годов [20, 21]. Как указывалось выше, экспериментаторы ВНИИЭФ в 1948 г. независимо предложили и разработали несколько методов регистрации давлений детонации [2]:

— импульсное рентгенографирование смещений непрозрачных для рентгеновских лучей меток за фронтом детонационной волны (Цукерман);

— метод откола, т.е. измерения начальной скорости движения пластинок разной толщины, приложенных к заряду (Альтшулер, Крупников);

— магнитоэлектрическая регистрация скорости продуктов взрыва за фронтом детонационной волны по скорости движения в однородном магнитном поле вложенного в заряд проводника (Завойский).

Все три метода уже на первом этапе прошли сложные и драматические стадии разработок [22], но в итоге показали справедливость концепции Ландау–Станюковича. Впоследствии во ВНИИЭФ и в других отечественных исследовательских центрах эти методики были развиты, усовершенствованы и дополнены. Так, Зубарев [23] импульсным рентгеновским методом выполнил эксперименты по определению скорости продуктов взрыва, которые позволили оценить асимптотические параметры детонации гетерогенных ВВ. Одним из таких ведущих исследовательских центров был Институт химической физики РАН (ИХФ), где по инициативе нобелевского лауреата академика Н.Н. Семенова, друга и коллеги академика Ю.Б. Харитона, были развернуты работы по изучению горения и детонации и где начал свою блестящую научную карьеру Я.Б. Зельдович.

Естественным развитием метода откола явились разнообразные способы прецизионной регистрации затухания ударных волн в преградах, находящихся в контакте с ВВ. Наибольшей чувствительностью обладает развитая Воскобойниковым с сотрудниками в ИХФ [24] методика измерения яркости излучения ударного фронта в примыкающей к заряду индикаторной жидкости, предварительно протарированной при ударном сжатии. Исследования разных взрывчатых веществ методом индикаторной жидкости опубликованы в [25–27]. Применение индикаторной жидкости в качестве "оконного материала" позволило получить информацию по температуре детонации конденсированных ВВ [28, 29].

Весьма эффективным для изучения режимов детонации конденсированных ВВ оказался предложенный Левиным метод лазерного измерения волновых скоростей в примыкающих к заряду ВВ прозрачных слоистых преградах (метод ЛИВС) [30, 31]. Исследования профиля детонационной волны в тротиле представлены кривыми затухания волновых скоростей в преградах из плексигласа для зарядов разной длины (рис. 2а). В соответствии с классической теорией ЗНД эксперименты зарегистрировали стационарную зону химического разложения ВВ и примыкающие к ней автомодельные волны разгрузки. Для флегматизированных ВВ в [32] впервые зафиксированы профили детонационных волн в предсказанном Зельдовичем режиме стационарной недосжатой детонации (точка D на рис. 1). Результаты экспериментов на

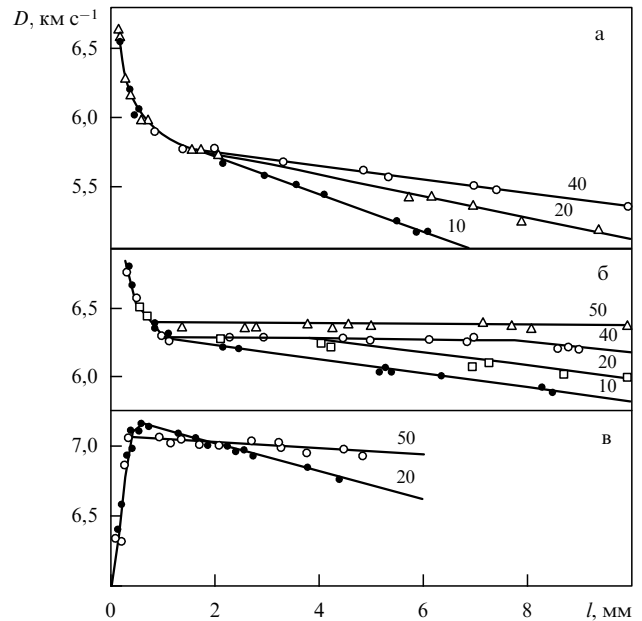


Рис. 2. Изменение скорости ударной волны в плексигласе с расстоянием от зарядов из тротила (а), флегматизированного тэна (б), агатированного гексогена (в). Цифры у кривых отвечают длине заряда в мм.

флегматизированном тэне (рис. 2б) включают стационарную зону последовательного разложения ВВ и флегматизатора и автомодельно расширяющиеся плато. Методом ЛИВС обнаружен и необычный режим детонации в высокоплотных, так называемых агатированных зарядах из гексогена и октогена [33] (рис. 2в). Здесь имеет место полное или частичное разложение ВВ в ударном фронте без повышения давлений в химической зоне.

Оригинальный способ определения кривых затухания ударных волн в металлах по изменению контактного сопротивления в плотно сжатых металлических фольгах предложен в [34].

Магнитоэлектрический метод непосредственного измерения скоростей и давлений продуктов взрыва, использованный в середине 50-х годов Зубаревым [35] и воспроизведенный в начале 60-х годов в ИХФ [36–38], обладал меньшей разрешающей способностью по сравнению с методикой ЛИВС, но позволял провести измерения в увеличенных интервалах времени и экстраполировать данные к эффективным значениям давлений. Методика нашла широкое применение для определения параметров многих ВВ и составов с флегматизирующими и инертными добавками. С 1970 г. эта методика стала применяться в работах американских исследователей [39].

Другой метод измерения профиля давления в продуктах взрыва основан на использовании манганиновых датчиков. Приоритет в СССР в применении манганиновой методики регистрации детонационных процессов принадлежит Канелю [40, 41]. В частности, им исследовано распространение ударных волн в тротиле и других ВВ и формирование в них детонационной волны. Результаты этих измерений, а также измерений зоны реакции детонационной волны лазерным интерферометрическим методом [42] использованы для описания кинетики энерговыделения в ударных и детонационных волнах [42, 43].

Анализ многочисленных исследований, выполненных в нашей стране и в США, показал, что параметры детонации для ВВ в настоящее время определены с точностью до 2–3% [31]. В таблице 1 для группы наиболее распространенных ВВ приведены начальные плотности ρ_0 , скорости ударной волны D , экспериментальные значения давлений P [31] и температур T [29] стационарной детонации. Величина показателя изэнтропии, характеризующая в уравнении Ландау–Станюковича термодинамику продуктов взрыва, для большинства бризантных ВВ с хорошим приближением равна 3.

Таблица 1. Параметры ВВ

ВВ	ρ_0 , г см ⁻³	D , м с ⁻¹	P , ГПа	T , К
Тротил	1,6	6895	18,4	3140
Гексоген	1,71	8400	30,9	3740
Тэн	1,66	7950	27,0	—
Октоген	1,80	8735	36,1	3700
Сплав тротил–гексоген 50/50	1,67	7650	25,0	3460

По инициативе академика Я.Б. Зельдовича в начале 60-х годов во ВНИИЭФ началось экспериментальное выяснение природы высоких давлений продуктов взрыва: в какой мере они определяются тепловым движением молекул и в какой — их упругой деформацией. С этой целью по уравнениям состояния основных компонентов разложения взрывчатых веществ были построены аддитивные уравнения состояния продуктов взрыва [44, 45]. Для этого были измерены ударные адиабаты углекислоты и азота и использованы уже известные адиабаты Гюгонио воды и графита. В результате было установлено, что на 30–55% давление детонации является тепловым. Откровением для теоретиков явилось наблюдение Бришем, Тарасовым и Цукерманом [46] большой электропроводности продуктов взрыва в слое, примыкающем к фронту детонационной волны.

3. Ударные адиабаты металлов

В 1947 г. перед экспериментаторами ВНИИЭФ встала фундаментальная проблема — исследовать уравнения состояния ядерно-делящихся материалов (ДМ) и определить их ударную сжимаемость при мегабарных давлениях. Существовавшая в то время неопределенность в уравнениях состояния ДМ так же, как и неоднозначность в давлении детонации не позволяли предсказать мощность предстоящего первого испытания атомного оружия в 1949 г. и рассчитать эффективность других вариантов атомных зарядов. В короткие сроки были предложены и разработаны методы определения ударно-волновых характеристик сжатых веществ и соответствующие измерительные устройства, основанные на использовании энергии ВВ.

Разработка динамических методов исследования сжимаемости была начата в США Горансоном с сотрудниками [5], Уолшем и Христианом [47] (Лос-Аламос), а также Мэллори [48] и независимо в СССР сотрудниками ВНИИЭФ [49, 50]. Во всех американских исследованиях и первоначально в некоторых советских был применен метод откола, описанный в [49] и основанный на регистрации скорости свободной поверхности образца (откола) $W_{от}$ после отражения от нее ударной волны.

Эта скорость складывается из массовой скорости за фронтом ударной волны U и скорости, полученной при расширении. Для ударных волн относительно небольшой интенсивности массовая скорость за фронтом ударной волны с хорошим приближением равна $U \approx W_{от}/2$. В мегабарном диапазоне давлений метод откола несостоятелен.

Вместо него в 1948 г. Альтшулером был предложен метод торможения, изложенный в [49]. Измеряемыми параметрами в нем являются скорость ударной волны в образце D и скорость ударника, создающего ударную волну, W . В отличие от приближенного метода откола, метод торможения не имеет ограничений по давлению [49]. Если образец и ударник сделаны из одного материала, то $U = W/2$. При соударении различных тел указанное соотношение скоростей не выполняется. Это затруднение преодолевается, если в качестве ударника используются стандартные материалы с предварительно определенными динамическими адиабатами. Такими эталонными материалами, как правило, были во ВНИИЭФ железо и алюминий. Знание ударных адиабат эталонных материалов позволило реализовать для определения динамической сжимаемости метод отражения, разработанный авторами работы [50] совместно с Г.М. Гандельманом.

Метод откола в советских исследованиях применялся только до давлений 50 ГПа. Экспериментальные данные были получены с помощью специальных зарядов ВВ с плоской формой фронта детонации, в которых пластина с размещенными на ней образцами располагалась в контакте с зарядом (рис. 3а). Повышение давлений ударного сжатия в образцах металлов со средним атомным номером до 200 ГПа и измерения по методу торможения осуществлялись при использовании так называемых плоских разгонных систем, в которых пластина–ударник разгонялась продуктами взрыва [51, 52]. Используемое в настоящее время измерительное устройство с плоской ударной волной показано на рис. 3б.

В работах советских ученых уже на первом этапе исследований на лабораторных измерительных устрой-

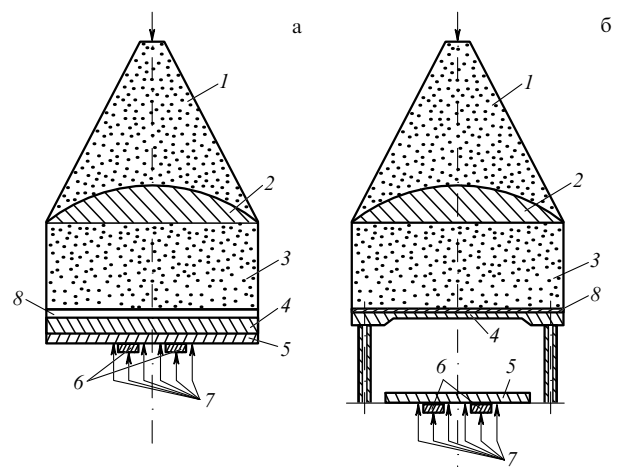


Рис. 3. Контактное взрывное измерительное устройство (а) и взрывное измерительное устройство с разгоном стального ударника (б). 1 — линзовый заряд ВВ; 2 — плосковоловая линза; 3 — основной заряд; 4 — прокладка (а) и ударник (б); 5 — экран из эталонного металла; 6 — исследуемый образец; 7 — электроконтактные датчики; 8 — воздушный зазор (а) и прокладка из плексигласа (б).

ствах для многих металлов был охвачен диапазон давлений до 1 ТПа, существенно превосходящий давления, достигнутые в США. Информация о применявшихся в СССР генераторах ударных волн для изучения экстремальных состояний вещества при больших давлениях до последнего времени не публиковалась. Еще в 1988 г. ученые из Ливерморской лаборатории писали: "Абсолютные данные для меди и свинца при 10 Мбар (1 ТПа) Альтшулера, Бакановой, Трунина [53] и Кормера с сотрудниками [54] были получены на неизвестных генераторах ударных давлений и пока никем не воспроизведены" [55].

Идеальным инструментом для изучения ударной сжимаемости в мегабарных диапазонах давлений с 1948 г. во ВНИИЭФ стал предложенный Альтшулером, Забабахиным, Зельдовичем и Крупниковым [56] полусферический заряд, одновременно инициируемый по наружной поверхности (рис. 4а). Вложенная в заряд ВВ тонкостенная металлическая оболочка ускорялась продуктами взрыва сходящейся детонационной волны к центру заряда и ударяла по полусферическому образцу.

Первые результаты, опубликованные в 1958 г., были получены для железа и еще восьми металлов и охватывали диапазон давлений до 500 ГПа [49, 50], что на порядок превышает давления, достигнутые американскими исследователями в то же время [5, 45, 47, 57]. В США уровень 200 ГПа был достигнут в 1960 г. [52], а 430 ГПа — в начале 80-х годов с использованием двухступенчатых легкогазовых пушек [55].

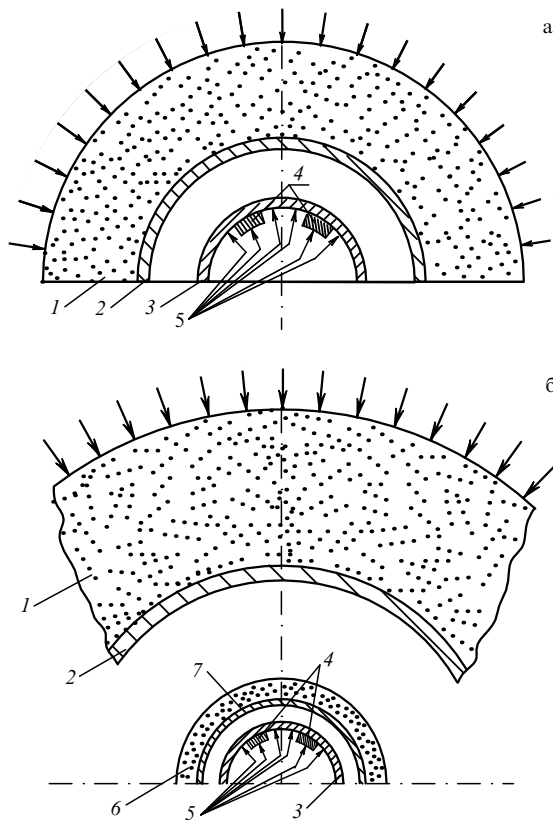


Рис. 4. Взрывное полусферическое устройство (а) и двухкаскадное взрывное полусферическое устройство (б). 1 — заряд ВВ; 2 — оболочка; 3 — экран; 4 — исследуемые образцы; 5 — электроконтактные датчики; 6 — заряд ВВ второго каскада; 7 — оболочка второго каскада.

В последующем полученные в [49, 50] данные были уточнены, а диапазон исследуемых давлений увеличен вдвое — до 1 ТПа. Эти результаты были достигнуты на полусферических измерительных устройствах за счет перехода на более мощный состав ВВ, существенного снижения разогрева оболочки пересжатой детонационной волной, уменьшения толщины оболочек и размещения образцов на меньших радиусах [51, 53, 58, 59]. В интерпретации результатов были уточнены поправки на затухание ударных волн в образцах, значительные для свинца.

На таких измерительных устройствах адиабаты Гюгонно были зафиксированы до 900 ГПа, кроме железа, также для никеля, меди, цинка, кадмия, олова и свинца [53]. На рисунке 5 приведены ударные адиабаты семи металлов [52, 53], на рис. 6 — сравнительные результаты для алюминия и меди советских и американских исследователей, полученные на взрывных измерительных устройствах и двухкаскадной легкогазовой пушке [51, 52, 60, 61]. Совпадение данных свидетельствует о высокой прецизионности используемых методов получения динамической информации на пневматических и взрывных измерительных устройствах. В работах зарубежных ученых полусферические измерительные устройства получили ограниченное применение [62], в основном для изучения сжимаемости урана и железа.

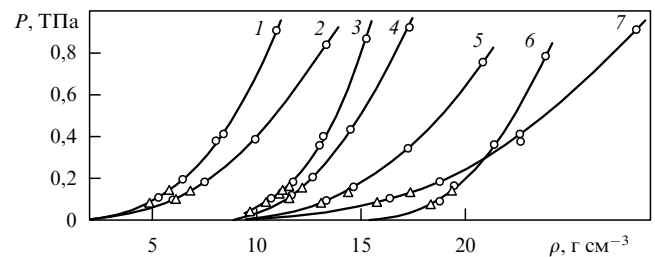


Рис. 5. Ударные адиабаты семи металлов: 1 — Cu ($\rho = 7 \text{ г см}^{-3}$); 2 — Cd ($\rho = 7 \text{ г см}^{-3}$); 3 — Fe; 4 — Ni; 5 — Sn ($\rho = 2 \text{ г см}^{-3}$); 6 — Zn ($\rho = 8 \text{ г см}^{-3}$); 7 — Pb ($\rho = 2 \text{ г см}^{-3}$); Δ — [52], \circ — [53].

Для измерений в терапаскальном диапазоне во ВНИИЭФ широкое применение получили "каскадные" измерительные системы. Принцип одномерного каскадного ускорения пластин предложил и обосновал в 1948 г. академик Е.И. Забабахин [63]. По предложенной им схеме пластина, разогнанная продуктами взрыва первого заряда, ударяет по второму заряду и создает в нем пересжатую детонационную волну, которая в свою очередь разгоняет другую, более тонкую пластину.

Впервые давления, близкие к 1 ТПа, были получены Крупниковым, Бакановой и др. [64] на полусферическом двухкаскадном устройстве, разработанном Альтшулером, Кормером, Крупниковым и Леденевым [65]. В качестве первого каскада использовался вышеописанный полусферический однокаскадный заряд (рис. 4а). В него монтировался второй каскад (рис. 4б), который представлял собой полусферический слой взрывчатого вещества с примыкавшей к нему с внутренней стороны стальной оболочкой толщиной 2 мм. На таком устройстве в конце 50-х годов были зарегистрированы ударные давления в железе до 1,3 ТПа [66] и уране до 1,8 ТПа [67] (рис. 7), отвечающие скорости ударяющей железной оболочки $15,5 \text{ км с}^{-1}$.

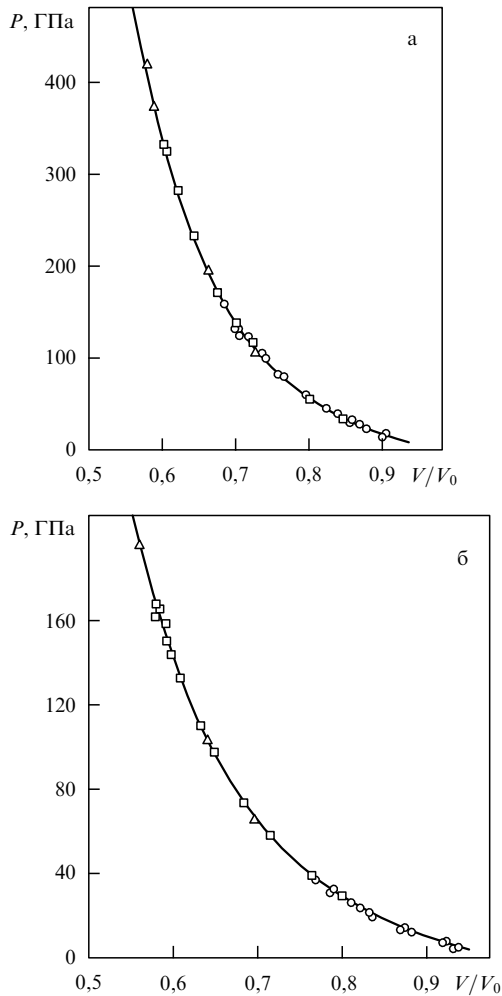


Рис. 6. Ударные адиабаты меди (а) и алюминия (б). Данные измерений на взрывных устройствах: Δ — [51], \circ — [52, 60], \square — данные измерений на легкогазовой пушке [61]. V_0 — начальный объем.

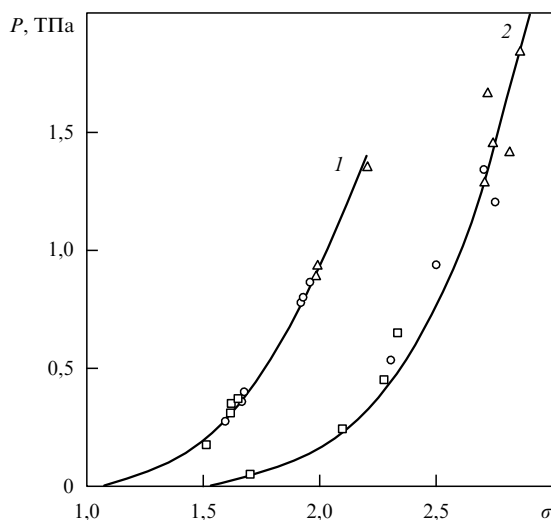


Рис. 7. Ударные адиабаты: 1 — железа и 2 — урана ($\sigma + 0,5$). \circ — данные измерений на однокаскадных устройствах, Δ — данные измерений на двухкаскадных устройствах, \square — данные [62]. Относительная плотность $\sigma = \rho/\rho_0$.

Позднее каскадный способ "градиентного ускорения" пластин был осуществлен Терновым и Фортвым для метания тонких молибденовых ударников до скоростей в 12–14 км с⁻¹ [68–73]. Максимальные давления были получены комбинацией эффектов геометрической и градиентной кумуляции (в меди ~ 1,8 ТПа), когда маховая ударная волна создавалась с помощью конических сходящихся детонационных волн [73].

Ударно-волновые методы, первоначально разработанные для исследования ДМ, нашли широкое применение для изучения многих элементов, химических соединений и минералов. В настоящее время ударная сжимаемость определена (в различных диапазонах давлений) для более чем 60 металлов, т.е. для большинства имеющихся в природе. Особое внимание уделялось уточнению ударных адиабат эталонных материалов — алюминия и железа.

В обзоре [66] обобщены данные динамических измерений металлов российских и зарубежных авторов, полученные до 1977 г. Классификация результатов основана на форме зависимостей $D(U)$, включающих пять типов адиабат. К первым трем типам относятся гладкие адиабаты с линейными и параболическими соотношениями. Адиабаты четвертого и пятого типов рассмотрены в следующем разделе.

Экспериментальные данные по изменению атомных объемов, отвечающие прогрессивно возрастающим уровням динамических давлений, представлены на рис. 8. С увеличением давления амплитуды периодического изменения объемов уменьшаются, и при давлении 1 ТПа периодичность, отражающая оболочечную структуру атомов, проявляется очень слабо. Такое же

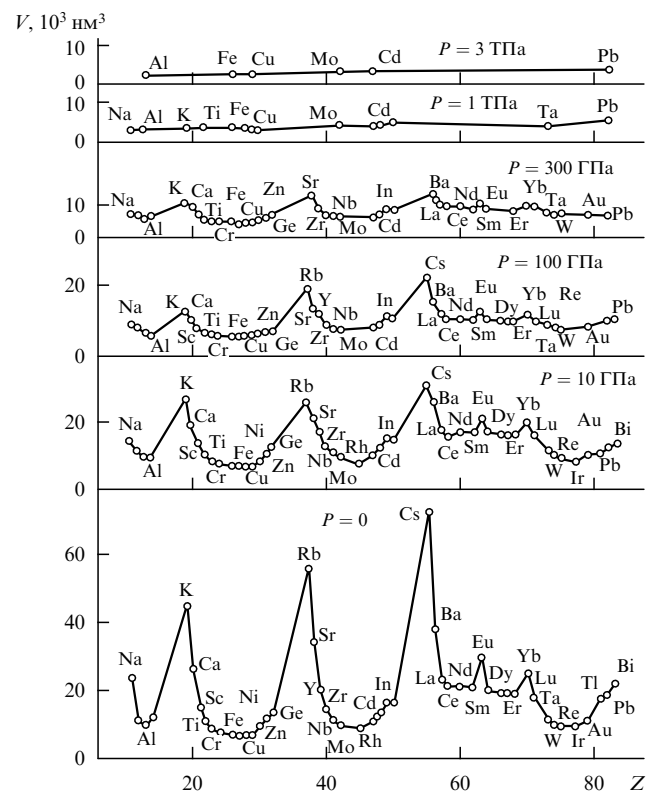


Рис. 8. Кривые атомных объемов $V(Z)$ для нормальных условий ($P = 0$) и различных уровней давления ударного сжатия.

выравнивание происходит и для указанных выше наклонов зависимостей $D(U)$ ударных адиабат.

4. Электронные переходы и ударный полиморфизм

В 60-е годы внимание экспериментаторов привлекло изучение ударного сжатия редкоземельных (РЗМ) и щелочноземельных (ЩЗМ) металлов. В нормальном состоянии РЗМ обладают плотноупакованной кристаллической структурой и трехвалентны, так как имеют электронное строение $4f^h 5d^1 6s^2$ с полностью (у лантана) или частично незаполненной f -оболочкой с различным числом f -электронов. Предполагалось, что приложении мегабарных давлений позволит "вдавить" s -электроны в незаполненную f -оболочку и получить в результате структурного перехода сверхплотный металл. Однако, как показали уже первые исследования [74], эти несколько наивные прогнозы оказались нереалистичными. Показанные на P - σ диаграмме (рис. 9а) данные [75] зафиксировали при некоторых критических параметрах сжатия изломы ударных адиабат, свидетельствующие о немонотонном уменьшении сжимаемости металлов и отвечающие фазовым переходам второго рода, связанным с реконструкцией энергетических электронных спектров. Полученные в [74–77] пионерские данные уточнены в работах зарубежных исследователей, опубликованных в

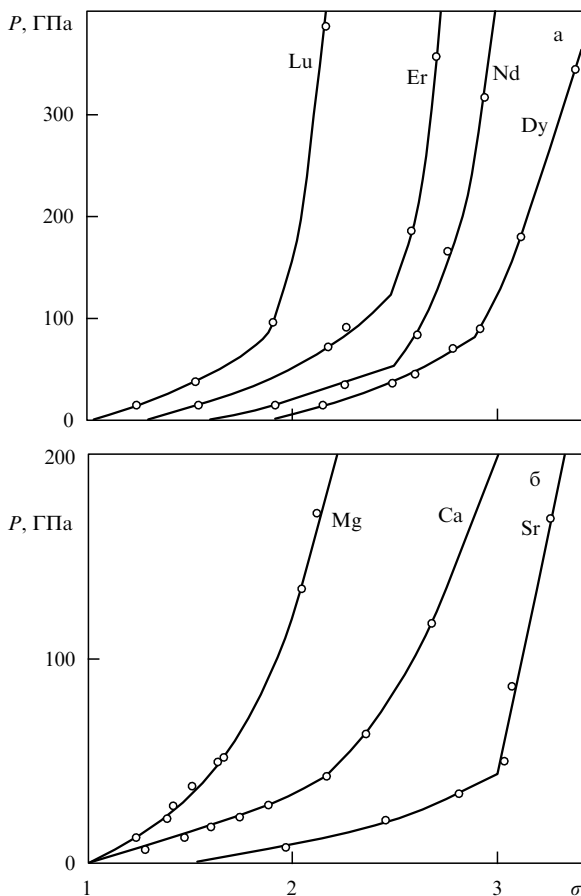


Рис. 9. Ударные адиабаты редкоземельных металлов La, Er ($\sigma + 0,3$), Nd ($\sigma + 0,6$), Dy ($\sigma + 0,9$) (а) и щелочноземельных металлов Mg, Ca, Sr ($\sigma + 0,5$) (б).

1973–1975 гг. [78, 79]. Данные для неодима и диспрозия сопоставлены на $D-U$ диаграмме (рис. 10).

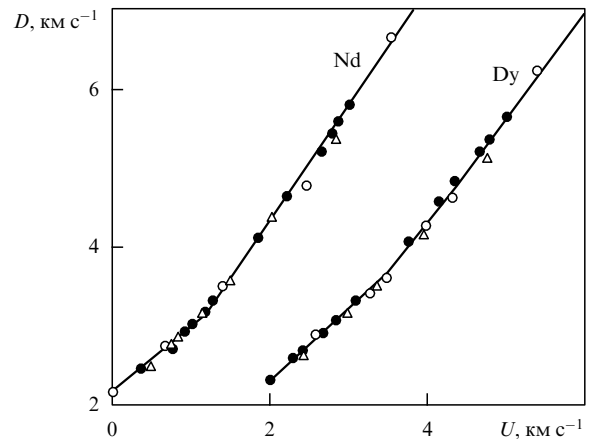


Рис. 10. Зависимости $D(U)$ для Nd и Dy ($U + 2 \text{ км с}^{-1}$): ○ — данные [75], △ — данные [78], ● — данные [79].

Существуют различные точки зрения для объяснения причин излома адиабат [80]. В первой публикации [74], не раскрывающей детально природу явления, но в общих чертах справедливой, указывается: "Пологий участок адиабаты, вероятно, определяется сжатием наружных $6s$ -оболочек и одновременно происходящими процессами перераспределения электронов между зонами. В этом случае излом адиабат объясняется завершением этих процессов и образованием малосжимаемых электронных конфигураций". Приведенная точка зрения качественно совпадает с концепцией, предложенной в [81] в отношении цезия и рубидия. Конкретный квантовомеханический расчет реконструкции электронных энергетических спектров РЗМ при сжатии рассмотрен в [82, 83]. Согласно полученным результатам, при сжатии РЗМ полоса $6s$ смещается в энергетический диапазон над уровнем Ферми. Для лантана, а также неодима и РЗМ, близких к нему по атомному номеру, с менее чем наполовину заполненными f -оболочками, перераспределение электронов приводит к увеличению их числа в f -состояниях. У "тяжелых" лантанидов с почти заполненными f -оболочками давление индуцирует $s-d$ -переходы, характерные и для щелочноземельных металлов. Этот процесс определяет изломы адиабат ЩЗМ, обнаруженные в приоритетной работе 1967 г. Бакановой и Дудолова [76] (рис. 9б).

Приложение ударного давления к твердым телам приводит к многочисленным фазовым превращениям — ударному полиморфизму. К настоящему времени полиморфные переходы в ударных волнах зафиксированы у многих металлов, полупроводников, ионных соединений и практически у всех минералов и горных пород. Характерным для большинства превращений, изучавшихся как в динамике, так и в статике является соответствие давлений фазового перехода. Такое совпадение имеет место у железа, хлористого калия, кремния, германия и ряда других веществ. Исключением из общей закономерности является кварц, у которого давление превращения в ударной волне соответствует пределу упругости ударного сжатия и превышает статическое. Оригинальные работы рассматриваются в обзорах [2, 84, 85].

Высокая скорость фазовых переходов в ударных волнах свидетельствует об их мартенситной природе, основанной на сдвиговых деформациях вещества. Образованию фазы высокого давления предшествует движение упругого предвестника. На фронте волны, отвечающей фазовым превращениям, создаются дефекты, становящиеся при надкритических условиях центрами кристаллизации. По образному выражению Алдера, "фронт ударной волны можно сравнить с мельницей, которая дробит неуплотненное вещество своей головной частью и затем переводит атомы в область высокой плотности в стабильные при таких условиях состояния" [86].

Впервые структурные изменения мартенситного типа были обнаружены по микроструктуре стальных образцов, испытавших ударно-волновое сжатие. Эти опыты проводились в 40-х годах в рентгеновской лаборатории Института машиноведения АН СССР под руководством создателя импульсной рентгенографии В.А. Цукермана и описаны в [87]. Правильная интерпретация результатов была получена в [2] после открытия Банкрофтом, Петерсоном и Миншеллом [88] фазового $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода в железе: темные зоны отвечали фазовому переходу, а границы зон — давлению 13 ГПа.

Во ВНИИЭФ изучению фазовых превращений в ударных волнах уделялось значительное внимание. В исследованиях использовались имеющиеся методы определения ударной сжимаемости, регистрации параметров за фронтом ударной волны манганиновыми и электромагнитными методами, измерения оптических и электрических параметров, импульсного рентгеноструктурного анализа, изучения структурных изменений в сохраненных после нагружения образцах. Объектами исследований являлись многие элементы периодической системы, галогениды щелочных металлов, карбиды и нитриды, окислы, горные породы, органические вещества.

В работах Иванова, Новикова и их сотрудников [89–91] были исследованы особенности фазового превращения в железе, измерены профили ударных волн и ширина фронта фазового перехода, составившая 2×10^{-7} с. Впервые эффекты ударных волн разрежения были обнаружены при их столкновении и заключались в образовании "гладких" отколов. Анализ полученных в [90, 91] экспериментальных результатов был дан Зельдовичем [1]. Прямая регистрация ударной волны разрежения осуществлена с применением манганиновых датчиков давления в [92].

Ниже в качестве примера рассмотрены результаты по регистрации фазовых превращений в элементах IV группы (углерод, кремний, германий) и в хлористом калии, полученные в основном Павловским с сотрудниками.

На рисунке 11а показаны ударные адиабаты кремния и германия, полученные в [93]. Ударное сжатие этих элементов приводит к образованию фаз высокого давления, которые отвечают более плотной атомной упаковке, по-видимому, металлического типа. Трехволновой профиль ударной волны, зарегистрированный в [93] в кремнии (см. вставку на рис. 11а), отвечает упругому предвестнику с амплитудой давления 4 ГПа (значительно большей, чем в металлах), фазовому превращению при давлении 13 ГПа и приложенному давлению ударного сжатия 20 ГПа.

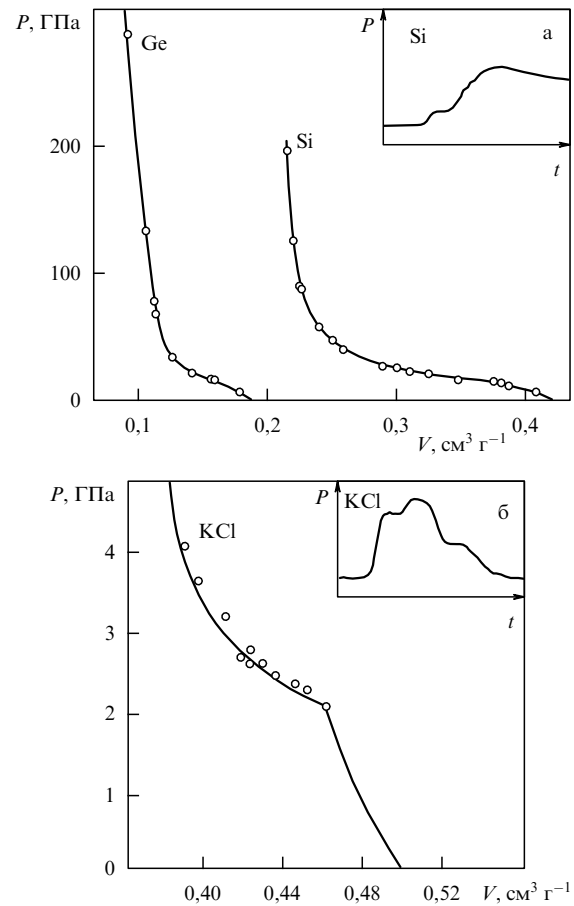


Рис. 11. Ударные адиабаты германия и кремния по данным [93] (а) и хлористого калия [99] (б). На вставках — профили ударных волн $P(t)$ в кремнии [93] (а) и в хлористом калии [142] (б).

Хлористый калий в течение десятилетий являлся объектом интенсивных исследований в нашей стране и за рубежом [94–100]. Фазовое превращение в нем из структуры типа NaCl в структуру типа CsCl происходит при сравнительно низком давлении 2 ГПа. Данные по фазовому переходу при ударном сжатии получены, в частности, с использованием манганинового датчика [97]. Оказалось, что давление прямого фазового перехода совпадает с равновесным [94], а при обратном переходе существенно меньше равновесного [97]. Полученные данные показаны на рис. 11б. Рентгеноструктурные измерения в процессе ударного сжатия позволили выявить промежуточные стадии превращения KCl [100].

Аналогичный гистерезис прямого и обратного перехода, также подтверждающий мартенситный характер превращений, был обнаружен при ударном сжатии переходных металлов IV группы — титана и циркония, для которых фазы высокого давления были зарегистрированы в профилях ударного импульса в [101, 102] и в образцах, сохранившихся после нагружения [103, 104]. Структура ударных волн в области $\alpha \rightarrow \omega$ превращений в титане рассматривается также в [105].

В статических условиях нагружения фазовое превращение с изменением структуры было зарегистрировано в хлористом натрии при давлении 29 ГПа [106, 107]. Однако в лабораторных динамических измерениях однозначных данных по фазовому переходу в нем не получено. В то же время измерения в подземных ядерных взрывах, прове-

денных в каменной соли [108], подтверждают фазовое превращение. В этих экспериментах последовательно зафиксированы состояния, отвечающие исходной фазе, области смеси фаз, плотной фазе и жидкому состоянию. Давление фазового перехода примерно совпадало с измеренным в статике.

Изучение ударной сжимаемости графита до давления 90 ГПа выполнено Алдером и Христианом [109]. Авторы предполагали, что при давлении 40 ГПа происходит фазовый переход в структуру алмаза, а при более высоком давлении — в плотную упаковку металлического типа. Изучение ударного сжатия графита и монокристаллического алмаза [110–112] подтвердило образование в ударных волнах алмазоподобной фазы, стабильной в исследованной области до давлений 600 ГПа, и опровергло предположение о возникновении более плотных металлических состояний.

Обширная информация об ударном сжатии минералов и горных пород получена в работах отечественных и американских ученых. В первых исследованиях Хьюза и Маквина определены ударные сжимаемости габбро и дунита до давлений 70 ГПа [113]. Систематические исследования адиабат минералов и горных пород до давлений 100–400 ГПа проведены Альтшулером, Труниным и их сотрудниками [114–125]. В настоящее время имеются данные по ударному сжатию для более чем 120 различных горных пород и минералов.

Первые исследования ударного сжатия кварца выполнены независимо в 1962 г. Вакерли [126] и Дреминым с сотрудниками [127]. Дальнейшее детальное изучение различных модификаций кварца с вариацией исходных состояний в широких диапазонах изменения термодинамических параметров проводилось в работах Подурца, Трунина с сотрудниками (г. Саров), Крупникова, Жугина и других (г. Снежинск) [128–136]. Полученные в этих исследованиях результаты настолько разнообразны, а частично и дискуссионны, что требуют специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящего обзора.

Эксперименты с ударными волнами показали, что почти все минералы и горные породы при некоторых критических давлениях до 10–50 ГПа испытывают фазовые превращения с образованием плотных, относительно малосжимаемых модификаций. До достижения этих давлений ударные адиабаты характеризуются большим разнообразием, после фазовых переходов вид кривых становится подобным. В прямых экспериментах на кварците, доломите и других минералах было показано, что наработка новой фазы в основном происходит на фронте ударной волны [123].

В соответствии с гипотезами Берча и Рингвуда [137, 138] конечным результатом фазовых превращений минералов при высоких давлениях является их распад на плотноупакованные окислы металлов и кремния. Это обстоятельство использовалось для расчетного определения динамических адиабат минералов и горных пород на основе их состава. Применение принципа аддитивности получения адиабат при давлениях выше 50 ГПа на основе их оксидного изохимического состава обосновано Альтшулером и Шарипджановым [139]. Другой подход представления фаз высокого давления таких адиабат на основе оксидного состава с применением корреляционно-регрессионного анализа экспериментальных данных для $D-U$ соотношений горных пород и минералов реализован Труниным и Телегиным в [140].

5. Скорости звука и прочность ударно сжатых металлов

Впервые экспериментальные значения скорости звука за фронтом ударной волны в мегабарном диапазоне давлений были получены в [141]. Было разработано два метода измерения распространения звуковых возмущений путем регистрации их выхода на фронт ударной волны. В первом, названном методом боковой разгрузки, определение скорости звука производилось при движении ударной волны по цилиндрическому образцу со ступенчатым профилем боковой поверхности. Волны расширения, распространяющиеся из исходной точки уступа, догоняют фронт, вызывая уменьшение давления в периферийной зоне. Скорость прихода головной волны разгрузки определялась по одновременности выхода ударной волны на торцевую поверхность образца.

Второй метод — догоняющей разгрузки — был предложен авторами [141] совместно с академиком Е.И. Забахиным. Сущность метода заключается в регистрации затухания ударной волны в мишени при ударе по ней тонкой пластины. Значение скорости звука рассчитывалось по изменению давления ударной волны на разгруженном участке ее траектории. Этим методом были проведены измерения объемной скорости звука в ударно сжатых алюминии, железе, меди и свинце в области давлений от 40 до 350 ГПа.

Методом боковой разгрузки в [141] впервые были зарегистрированы две системы распространения звуковых волн — C_V и C_L . Меньшую скорость C_V имела "пластическая" волна, характеризующая объемную сжимаемость вещества, и большую C_L — упругая продольная волна, присущая одномерному сжатию. В [141] данные были получены при давлении ~ 40 ГПа в меди и железе. Дальнейшие измерения распространения упругих и пластических волн разгрузки проводились по более информативному методу догоняющей разгрузки в [142, 143], где более детально изучалось течение за фронтом ударной волны в начальный период ее взаимодействия с догоняющими волнами упругой разгрузки в области давлений от 30 до 80 ГПа [142] и 110–180 ГПа [143].

Метод догоняющей разгрузки получил значительное развитие в 80-е годы в связи с применением оптических способов регистрации затухания ударной волны в прозрачных жидкостях-индикаторах в работах Брауна, Маквина, Шанера и других американских исследователей [144–148]. Была исследована зависимость упругой скорости звука C_L от давления ударного сжатия для алюминия, железа, тантала, молибдена. Используя расчетные зависимости $C_V(P)$, совпадающие с данными [141, 143] для алюминия и железа, авторы работ [144–148] получили оценки для начала плавления при ударном сжатии по уменьшению разности C_L и C_V , что соответствует изменению коэффициента Пуассона и приближению его к значению 0,5, отвечающему жидкому состоянию.

Особенно интересны результаты измерений для железа, которые по мнению авторов [144, 148] характеризуют фазовый переход $\epsilon \rightarrow \gamma$ при давлении 200 ГПа и плавление γ -фазы при давлении 240 ГПа. На рисунке 12 показаны зависимости $C_L(P)$ и $C_V(P)$ для железа [141, 143, 144] и меди [141, 143], демонстрирующие совпадение результатов, полученных указанными методами. Уменьшение разности значений C_L и C_V для меди согласуется с

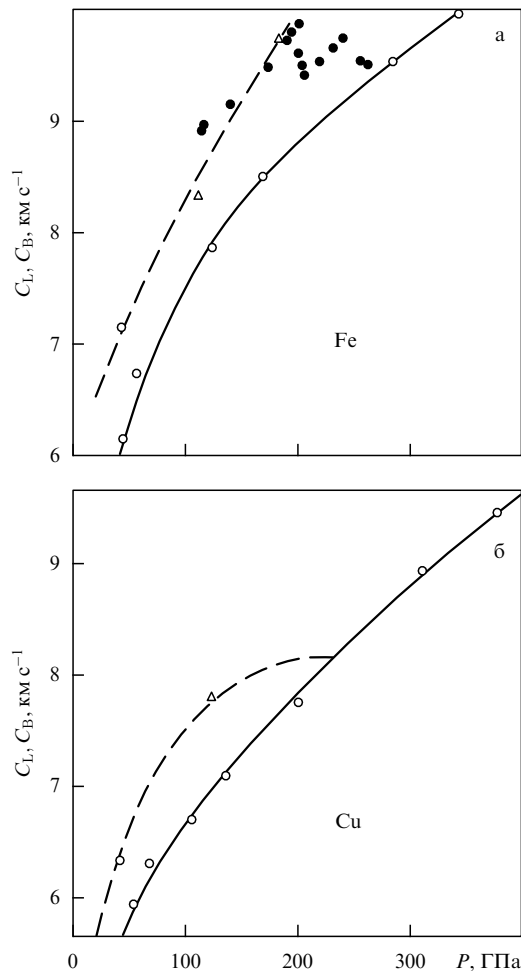


Рис. 12. Зависимости продольной C_L (штриховая линия) и объемной C_B (сплошная линия) скорости звука в железе (а) и меди (б) по данным ○ — [141], △ — [143], ● — [144].

расчетной оценкой для начала плавления при ударном сжатии [149].

В экспериментах с плоской ударной волной реализуется одномерное течение. Для относительно слабой ударной волны ее фронт представляет собой двухволновую конфигурацию, состоящую из упругого предвестника, распространяющегося с продольной скоростью звука C_{L0} , и пластической волны, распространяющейся со скоростью D , зависящей от приложенного давления. Амплитуда упругого предвестника определяется динамическим пределом текучести ударного сжатия, величина которого измерена в настоящее время весьма точно для многих материалов [43].

Амплитуда упругой волны разгрузки, как и упругий предвестник, определяет динамическую прочность при ударном сжатии. Измерение амплитуды упругой волны разгрузки по регистрации массовой скорости ударной волны на траектории позволило оценить прочностные характеристики исследуемых металлов: модули объемного и упругого сжатия, модуль сдвига, динамическую прочность и коэффициент Пуассона за фронтом ударной волны [142, 143].

Информация о деформировании вещества за фронтом ударной волны была получена Канелем при регистрации профиля давления методом манганинового

датчика [40]. В [150] измерения в волнах разгрузки и догрузки были проведены для алюминия и меди при давлениях 18 и 25 ГПа соответственно. В этих опытах было показано, что возникновение релаксации касательных напряжений на фронте ударной волны, приводящей к изотропному состоянию за фронтом, происходит при давлениях, которые лежат существенно ниже ударного плавления. С учетом релаксации напряжений сдвиговая прочность Y , определенная методом догоняющей разгрузки в [143], составляет для железа 5,4 ГПа при $P = 185$ ГПа, а для меди $Y = 3,2$ ГПа при $P = 122$ ГПа. Эти значения в несколько раз превышают начальную сдвиговую прочность.

Другой метод определения сдвиговых напряжений в ударно сжатом состоянии основан на измерении главных напряжений в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью манганиновых датчиков [150–155]. Практическая реализация метода затруднена, поскольку регистрация поперечных напряжений для материалов с высокой плотностью (медь, свинец) представляет собой проблему из-за распространения опережающих возмущений в продольных щелях [150, 154]. Метод главных напряжений не связывает полученные сдвиговые напряжения с их критическими значениями [155]. Критические сдвиговые напряжения (с разделением на критическую и релаксационную составляющие за фронтом ударной волны) определены в "самосогласованном" методе, предложенном Эссеем и Липкиным [156]. Результаты определения сдвиговой прочности получены для алюминия, бериллия и других металлов [157, 158]. Данные по динамической прочности алюминия "самосогласованным" методом и методом главных напряжений сопоставлены в [154]. Результаты [150, 154, 157] подтверждают наличие релаксации касательных напряжений в области давлений, превышающих 10 ГПа.

Определение сдвиговой прочности является одной из актуальных и дискуссионных проблем незавершенных для расчетно-теоретического рассмотрения упруго-пластического деформирования в ударных волнах [122]. Наличие диссипативных процессов при распространении ударных волн в условиях гидростатического сжатия связано с проявлением вязкости, отвечающей релаксационной теории деформирования Максвелла.

Для экспериментального изучения вязкости академиком А.Д. Сахаровым в 1957 г. предложен метод, основанный на определении временной эволюции возмущений, создаваемых на фронте плоской ударной волны, с последующим сопоставлением с теоретическим расчетом. Экспериментальные исследования были выполнены во ВНИИЭФ Олейником, Минеевым и другими [160–162], расчетная обработка данных проводилась Зайделем [163].

В экспериментах плоская ударная волна в образце из исследуемого материала возбуждалась зарядом ВВ, контактирующим с образцом. Возмущение на ударной волне создавалось с помощью введенных в толщину образца параллельных полостей синусоидального профиля, расстояние между которыми определяло длину волны. Проводились измерения формы ударной волны при ее распространении по образцу. Различные длины волн возмущений создавались на геометрически подобных образцах. Затухание амплитуды возмущений с расстоянием и регистрируемый сдвиг фаз определялись проявлением вязкости [163]. Наиболее полно проведены

измерения в алюминии при давлении 31 ГПа, для которого коэффициент вязкости составил 2×10^4 пуаз (2×10^3 Па·с). Близкие к этому значения вязкости наблюдались для исследованных материалов — меди, свинца, плексигласа [161]. Эксперименты по затуханию возмущений на ударной волне в воде [162] также показали сдвиг фаз, отвечающий коэффициенту вязкости $\sim 10^3$ Па·с.

В [164,165] вязкость в воде и глицерине при ударном сжатии изучалась другим методом — по увлечению в движение помещенного в образец цилиндрического тела (проволочки). Скорость перемещения проволочки регистрировалась магнитоэлектрическим методом [2]. Вязкость также определялась из сопоставления скорости с расчетным значением. Полученные данные для воды при давлении 8 ГПа оказались по величине существенно ниже результатов [162]. Причина различия данных остается невыясненной.

В [166] вязкость жидких инертных и взрывчатых веществ находилась путем измерения примесной электропроводности, а также по релаксации дипольной поляризации. Измерения выполнены для нитроглицерина, нитробензола, глицерина и бутилового спирта и охватывают диапазон давлений до 10 ГПа.

Современная экспериментальная техника позволяет регистрировать структуру ударных волн с субнаносекундным разрешением. Так, в [43,167] для генерации "коротких" ударных волн использовался импульсный сильноточный ускоритель протонов KALIF, снабженный двумя дифференциальными лазерными интерферометрами, что дало возможность оценить вязкость и измерить откольную прочность металлов при скоростях деформирования до 10^{-8} с. При этом откольная прочность возросла почти на порядок с ростом скорости деформирования, приближаясь к теоретической прочности металлов.

6. Мультимегабарный диапазон давлений

В своей последней обзорной статье классик физического эксперимента П.В. Бриджмен писал: "Нет сомнений, что наиболее высокие давления будут достигнуты и в дальнейшем при помощи того или иного применения ударных волн. Возможно, что некоторые удачливые экспериментаторы смогут использовать в подобных исследованиях даже атомные взрывы" [168]. В конце 60-х годов такими удачливыми экспериментаторами стали сотрудники ВНИИЭФ. Измерения в ближней зоне подземного ядерного взрыва намного подняли амплитуды регистрируемых ударных волн и решили некоторые принципиальные вопросы в динамическом направлении физики высоких давлений. Значение полученных результатов трудно переоценить. Уже в первых экспериментах была определена сравнительная сжимаемость железа, свинца, меди, кадмия [169–171] и урана [67] в диапазоне давлений 4–5 ТПа. Молибден, медь, кадмий и свинец были исследованы также при давлении 1,5 ТПа [170, 172]. Легкие вещества — алюминий, кварц, вода и некоторые другие были исследованы до давлений в 2 ТПа [171, 173]. Для получения сравнительных данных по их сжимаемости применялись различные варианты метода отражения с использованием ударной адиабаты свинца и алюминия в качестве эталона [114, 169–171].

Недостаток измерений состоял в том, что параметры исследуемых веществ непосредственно зависели от положения эталонной адиабаты и с ее изменением менялись все остальные параметры. Тем не менее "относительный подход" оставался единственным при оценках параметров в области давлений, недоступной для лабораторного эксперимента, и накоплении данных, связывающих волновые параметры эталонного и исследуемого веществ. Предполагалось, что дальнейшее определение волновой и массовой скорости в материале экрана приведет к пересчету результатов этих измерений на абсолютную шкалу давлений. Сложности в проведении таких экспериментов долгое время затрудняли получение необходимых данных. И только в середине 70-х годов Труниным и Подуром с сотрудниками были выполнены абсолютные измерения кинематических параметров железа по методу торможения в ближней зоне подземных взрывов [174, 175]. Разгон ударника в выбранной и оптимизированной схеме удовлетворял основным требованиям метода. Был существенно снижен разогрев ударника в процессе его разгона, сохранялась его целостность и удовлетворительная симметрия в полете. При подлете к мишени скорость была постоянной и в момент удара соответствовала удвоенной массовой скорости в мишени. Абсолютная сжимаемость железа была определена при давлениях 4,1, 5,5 и 10,5 ТПа. Результаты измерений, опубликованные в 1992–1993 гг. [174, 175], после обработки совместно с лабораторными данными придали железу статус металла-эталона [65]. Сравнение экспериментальных данных, полученных при подземных взрывах, с расчетами по квантово-статистической модели Томаса – Ферми, усовершенствованной в результате введения Киржницем [176] и Калиткиным [177] квантовых и обменных поправок и учета Копышевым [178] взаимодействия ядер (модель ТФПК), дало возможность оценить нижнюю границу применимости этой квазиклассической модели.

Знание ударной адиабаты железа до давлений 10 ТПа позволило после соответствующих пересчетов перевести результаты измерений на других металлах, где железо использовалось в качестве экрана, в категорию абсолютных. Основные результаты измерений ударной сжимаемости веществ в подземных взрывах приведены в обзоре [179]. На рисунке 13 представлены в окончательной обработке адиабаты ударного сжатия молибдена, железа, свинца, урана, меди и кадмия. Там же стрелками показаны ассоциированные с эталонной адиабатой свинца результаты определения ударной сжимаемости железа (по работе [169]).

В 1986 г. железо уже использовалось Аврориным, Симоненко и другими в качестве эталона в сравнительных измерениях со свинцом и алюминием [180]. Для свинца охвачен диапазон давлений от 8 ТПа до рекордного значения 50 ТПа. Труниным и другими проведены сравнительные измерения для свинца и меди при давлении 20 ТПа и для титана — при 14 ТПа [181]. Результаты измерений были использованы для расчета параметров сжатия этих металлов и сравнения полученных экспериментальных данных с расчетными адиабатами по модели ТФПК в области давлений ~ 20 ТПа. Вновь было проверено соответствие теории и эксперимента. Использование железа в качестве эталона позволило расширить диапазон лабораторных измерений, выполненных на разработанных нагружающих устройствах

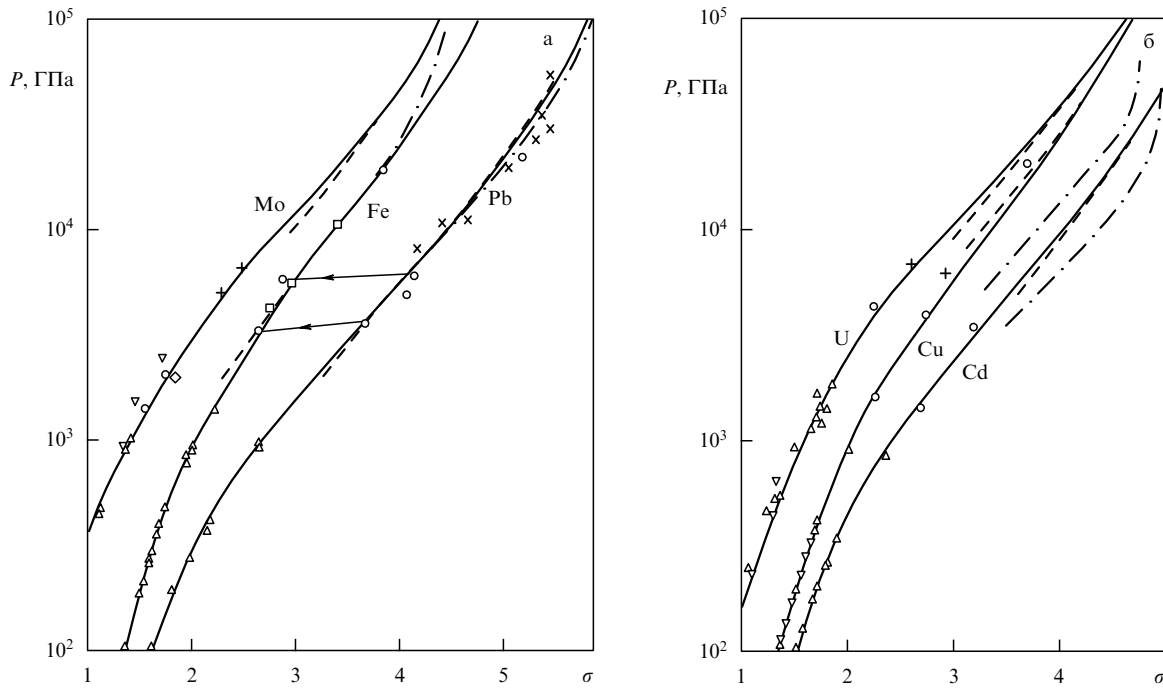


Рис. 13. Результаты лабораторных и подземных измерений ударного сжатия молибдена ($\sigma = 0,6$), железа и свинца (а) и урана ($\sigma = 0,5$), меди и кадмия (б). Δ — лабораторные измерения [66], ∇ — лабораторные измерения [55]. Измерения в подземных испытаниях: \square — абсолютные измерения [88], \diamond — абсолютные измерения [95], \circ — относительные измерения [66, 169, 174], $+$ — относительные измерения [182–185], \times — относительные измерения [180]. Штриховые линии — расчет по модели ТФПК [182, 185], штрихпунктир — расчет по модели ССП [264].

[58, 59], до давлений 2,4 ТПа в молибдене и тантале и 1 ТПа в алюминии и титане.

В подземных экспериментах исследователи из Лос-Аламоса (Раган и другие) зафиксировали терапаскальные состояния многих элементов и некоторых химических соединений, используя в качестве эталона молибден [182, 183]. Анализ этих данных, а также данных из [184, 185] в целом свидетельствует о вполне удовлетворительном согласии результатов, полученных в США и России (см. рис. 13). Однако полученная Раганом экспериментальная точка при давлении 2 ТПа для молибдена не соответствовала параметрам принятой в то время у нас адиабаты. Это явилось причиной для уточнения адиабаты молибдена в специальных лабораторных и подземных экспериментах [58, 172]. Полученные результаты подтвердили данные российских исследователей. Имеется также отличие наших результатов от данных экспериментаторов Ливерморской лаборатории по сжатию меди и свинца [186], связанное с использованием ими в качестве эталона алюминия — вещества, сильно отличающегося по сжимаемости от исследуемых, что требует введения достаточно неопределенных поправок.

Экспериментальные данные отечественных исследователей по ударному сжатию алюминия, опубликованные после 1960 г. [66, 73, 187, 188], которые были получены на лабораторных нагружающих устройствах в области выше 200 ГПа, а также данные Скидмора и Морриса [62] в этой области давлений, характеризуются значительным экспериментальным разбросом. Анализ этих данных выполнен в [173]. Там же представлены результаты, полученные при подземных взрывах, а также приводится новая обработка данных из работы [180]. Большей достоверностью обладают данные, полученные на больших базах измерения в ближней зоне

подземных ядерных взрывов. К этой категории относятся измерения, проведенные методом отражения [173, 180] и, в особенности, методом γ -репера, разработанным во Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики (ВНИИТФ, г. Снежинск) Симоненко, Волковым и другими [189, 190]. Метод основан на регистрации γ -излучения от специальных маркеров — таблеток радиоактивного вещества, размещенных в исследуемом блоке из алюминия, смещение которых определяет волновую и массовую скорости ударной волны. При этом предполагалось, что скорость перемещения репера совпадает с массовой скоростью в алюминии. Проверка правильности этого метода была осуществлена в лабораторных экспериментах на полусферическом измерительном устройстве при максимально достижимых давлениях ударной волны [59]. Результаты измерений совпали с данными, полученными по методу γ -репера. В своей совокупности данные для алюминия определили ударную адиабату, которая удовлетворительно интерполируется к области, определяемой модельными представлениями ТФПК.

Полученные в лабораторных и полигонных условиях результаты для шести металлов описываются во всем диапазоне давлений $D-U$ соотношениями, параметры которых приводятся в табл. 2. Нижние по давлению участки воспроизводят лабораторные измерения, верхние — асимптотические квантово-статистические результаты, полученные по модели ТФПК [177, 178]. В точках сопряжения зависимостей монотонность кривых обеспечивается равенством функций и их производных до второго порядка. Монотонность ударных адиабат объясняется расширением зон в результате наложения волновых функций атомов при сжатии. Каждый из представленных в таблице элементов в равной мере

Таблица 2. Параметры ударных адиабат металлов для соотношения $D = a_0 + a_1 U + a_2 U^2$

Металл	a_0 , км с ⁻¹	a_1	a_2 , с км ⁻¹	Пределы применения
Fe	3,664	1,79	-0,0342	$1,4 < U < 8$
	5,869	1,239	0,00017	$8 < U < 22$
	6,982	1,190	0,00011	$U > 22$
Cu	3,899	1,534	-0,0129	$U < 12,5$
	5,905	1,212	$3,76 \times 10^{-5}$	$U > 12,5$
Cd	2,456	1,734	-0,0424	$U < 6,5$
	4,251	1,182	7×10^{-5}	$U > 6,5$
Mo	5,08	1,294	-0,00288	$U < 22,5$
	6,711	1,149	$34,1 \times 10^{-5}$	$U > 22,5$
Pb	1,972	1,571	-0,0335	$U < 6$
	3,18	1,169	$5,52 \times 10^{-5}$	$U > 6$
Al	5,331	1,417	-0,015	$U < 8,2$
	6,371	1,164	10^{-5}	$U > 8,2$

может рассматриваться как эталон для динамических измерений. Ряд вопросов физики мультимегабарных давлений более подробно рассмотрен в обзорах [179, 191].

На рисунке 14 в логарифмическом масштабе представлены диапазоны измерений динамической сжимаемости элементов, достигнутые в лабораторных экспериментах, и данные подземных испытаний, полученные во ВНИИЭФ и ВНИИТФ, а также в США.

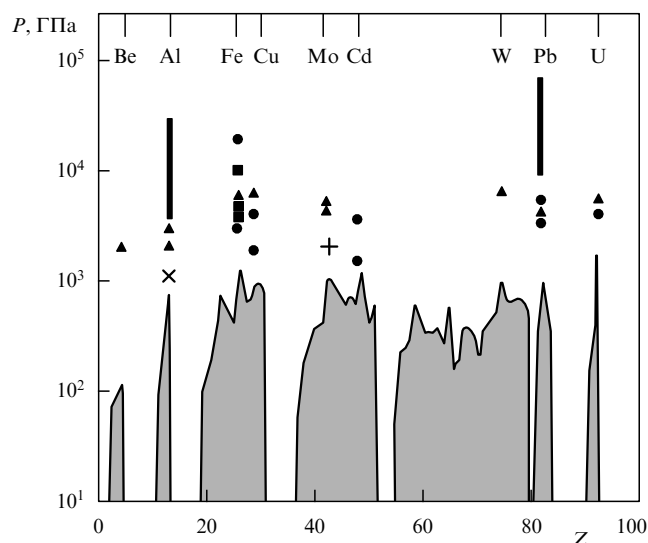


Рис. 14. Диапазоны абсолютных и относительных измерений, достигнутые в лабораторных и подземных испытаниях. Затемненная зона отвечает абсолютным лабораторным измерениям, ■, ● — абсолютные и относительные подземные измерения ВНИИЭФ; ×, | — то же, ВНИИТФ; +, ▲ — то же, американские данные.

Принципиально другой и особенно чувствительный способ исследования изэнтропической сжимаемости и уравнений состояний ДМ — урана и плутония был предложен во ВНИИЭФ в 1957 г. Альтшулером, Зельдовичем и Стяжкиным [192]. Метод был реализован экспериментально в конце 50-х годов и назван методом невзрывных цепных реакций (НЦР). В США он был разработан в это же время под названием метода "гидро-ядерных процессов" [7, 193].

Метод НЦР заключается в проведении взрывных опытов со сферическими зарядами ВВ, содержащими делящийся материал в количестве, не приводящем к макроскопическому выделению ядерной энергии. За максимально допустимый уровень энерговыделения был принят 1 кг тротилового эквивалента, отвечающий огромному ($\sim 10^{17}$) числу делений и соответствующему числу выходящих из заряда нейтронов. Расчеты гидродинамической стадии в таких зарядах, отвечающие опытам НЦР, ведутся в диапазоне масс активной зоны, когда выделяющаяся ядерная энергия практически не влияет на процессы сжатия и разлета активной зоны.

Интенсивность размножения нейтронов и, следовательно, интегральное число делений во взрывном опыте в сильной степени зависит от максимального сжатия активной зоны. Количественная связь между зарегистрированным в опыте числом нейтронов деления и достигнутыми плотностями устанавливается с помощью гидродинамических и нейтронных расчетов. Изменение степени сжатия на 1 % изменяет поток нейтронов на два порядка. Проведенные исследования дали весьма точную информацию об изэнтропической сжимаемости и уравнениях состояния ДМ при давлениях 10–15 ТПа, а также о физических процессах, протекающих в ядерно-активной зоне.

7. Широкодиапазонные фазовые диаграммы металлов

Изучение ударного сжатия металлов динамическими методами [1, 2] дает сведения об энергии, давлении и плотности на ударных адиабатах. Для получения информации в широких диапазонах фазовых диаграмм академик Я.Б. Зельдович в программной статье "Об исследовании уравнения состояния с помощью механических измерений" в 1957 г. обосновал два метода: регистрации ударных адиабат "пористых" материалов, т.е. материалов с уменьшенной начальной плотностью, и изэнтропического расширения ударно сжатых материалов [194]. Первое предложение было реализовано уже в начальный период становления динамических исследований в 1949 г., когда были определены ударные адиабаты сплошных и пористых образцов железа и урана. Результаты по ударному сжатию железа вошли в первую публикацию советских исследователей по ударной сжимаемости твердых тел при высоких давлениях [49]. Хотя величина пористости исходного состояния, равная 20 %, не решила задачи существенного расширения исследованной области состояний, полученные результаты позволили определить коэффициенты Грюнаизена и уточнить уравнения состояния этих металлов в сравнительно узких диапазонах фазовых диаграмм.

В полной мере экспериментальные исследования ударной сжимаемости образцов с разной начальной пористостью до $m = 4$ (по отношению их нормальной плотности к начальной) впервые были осуществлены по инициативе Крупникова на вольфраме [195]. Эксперименты (рис. 15) подтвердили парадоксальные прогнозы теории: при ударном сжатии сильно пористого вещества в области больших давлений достигаются состояния с плотностью меньше нормальной.

Дальнейшее развитие это направление получило в работах Кормера, Фунтикова, Сеницына и Урлина с сотрудниками, выполнивших аналогичные экспери-

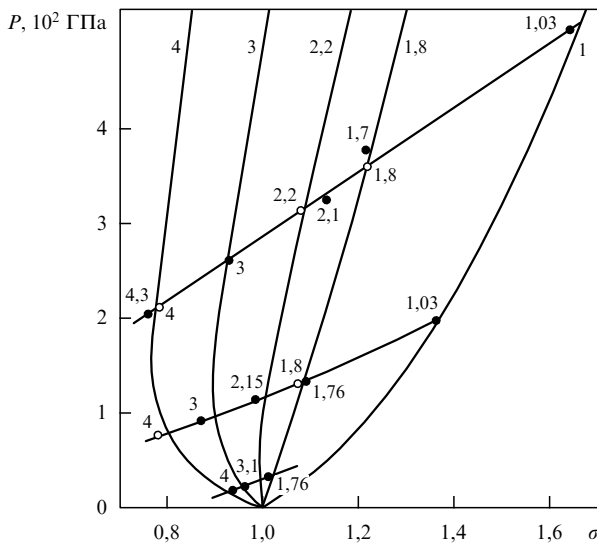


Рис. 15. Ударные адиабаты вольфрама разной начальной плотности [195]. Цифры обозначают пористость; ● — данные измерений, ○ — интерполяция экспериментальных данных по зависимостям, отвечающим измерениям на одном измерительном устройстве.

менты в области давлений до 800 ГПа для алюминия, меди, никеля и свинца [54], а также для четырех ионных кристаллов [196]. Для определения динамической сжимаемости пористых веществ были разработаны специальные лабораторные взрывные устройства [197]. Адиабаты ударного сжатия пористых металлов [54] имеют участки с положительными и отрицательными наклонами, что обусловлено влиянием теплового возбуждения электронов.

Следующим шагом, расширившим область исследуемых состояний, стали результаты, полученные Труниным с сотрудниками по ударному сжатию меди, молибдена, тантала и никеля [198–200] с пористостью, примерно в два раза большей, чем в предшествующих измерениях. Изготовление образцов для этих исследований стало определенным технологическим достижением. В последующем цикле исследований были получены данные по ударному сжатию 14 металлов. Максимальное значение пористости в этих экспериментах равнялось 20. В проведенных исследованиях были также изучены пологие участки адиабат, отвечающие компактированию вещества при достижении плотностей, близких к нормальным, в области относительно низких давлений [198, 199].

Существенное увеличение давлений ударного сжатия пористых металлов достигнуто в подземных ядерных взрывах. Измерения при терапаскальных давлениях были проведены для пористых меди, вольфрама и железа [200, 201]. Ударные адиабаты этих металлов в виде $D-U$ -соотношений представлены на рис. 16. Изменение наклонов адиабат с увеличением давления соответствует приближению к расчетным значениям [177, 178]. Результаты определения ударной сжимаемости пористых меди и никеля в лабораторных условиях показаны на $P-\sigma$ -диаграммах на рис. 17.

Логическим развитием этой методики явились эксперименты по ударному сжатию аэрогелей — мелкодисперсных сред с рекордно высокой пористостью $m \sim 400$ [202, 203]. Интерпретация результатов ударного сжатия

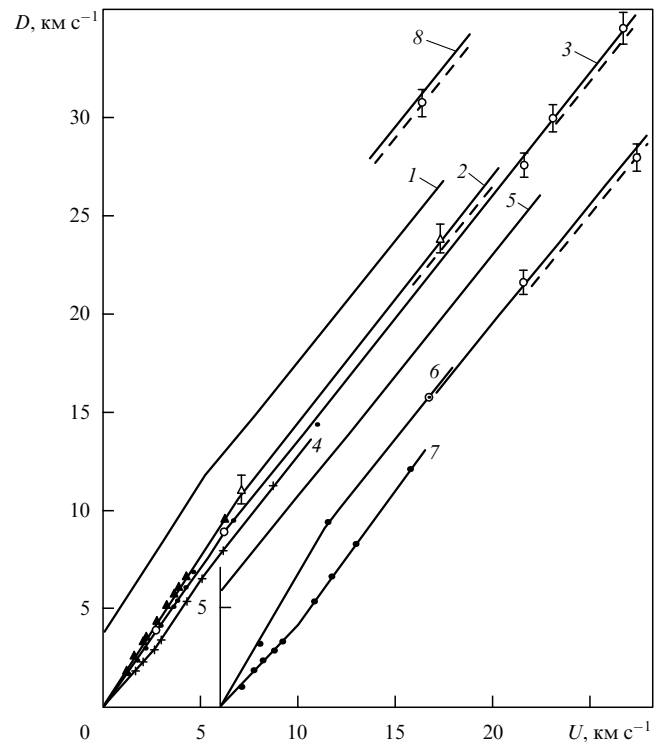


Рис. 16. Зависимости $D(U)$ для пористых железа, меди и вольфрама. 1–4 — адиабаты меди, пористость $m = 1, 3, 4, 10$; 5–7 — адиабаты железа ($u + 6 \text{ км с}^{-1}$), $m = 1, 3.5, 20$; 8 — адиабата вольфрама, $m = 3.1$; ▲, ●, + — лабораторные измерения; △, ○ — подземные измерения; штриховые линии — расчет по модели ТФПК [177, 178].

пористых сред в области плотной многократно ионизированной неидеальной плазмы позволила выявить эффекты кулоновской неидеальности, дискретного спектра вырождения электронов, а также термической ионизации и ионизации давлением [204].

Расширение области исследований в $P-V$ пространстве по Зельдовичу [194] достигается также путем использования изэнтроп разгрузки из состояний ударного сжатия сплошных и пористых образцов. При этом значительный интерес представляют эксперименты, в которых в волне разгрузки реализуются состояния, близкие к критическим [205]. Обширные измерения изэнтроп расширения выполнены в Институте химической физики в Черноголовке (ИХФЧ) и ВНИИЭФ методом "мягких" преград [73, 206–212]. В качестве преград использовались вещества с известными ударными адиабатами: алюминий, магний, пластики, аргон, ксенон, а также воздух при различных давлениях.

Результаты изучения изэнтроп разгрузки ударно сжатых сплошных и пористых образцов меди и свинца до околоскритических состояний опубликованы в [210, 211]. В обобщающей работе [73] представлены дополнительные данные для меди, отвечающие исходным состояниям ударного сжатия при давлениях 1,4 ТПа, достигнутым с помощью взрывных лабораторных устройств [68–72], а также новые данные для алюминия и висмута. На рисунке 18а приведена $P-U$ диаграмма и на рис. 18б — фазовая диаграмма меди [173].

Изэнтропы расширения соединяют состояния одинаковой энтропии сверхплотной вырожденной плазмы с околоскритическими состояниями слабо ионизирован-

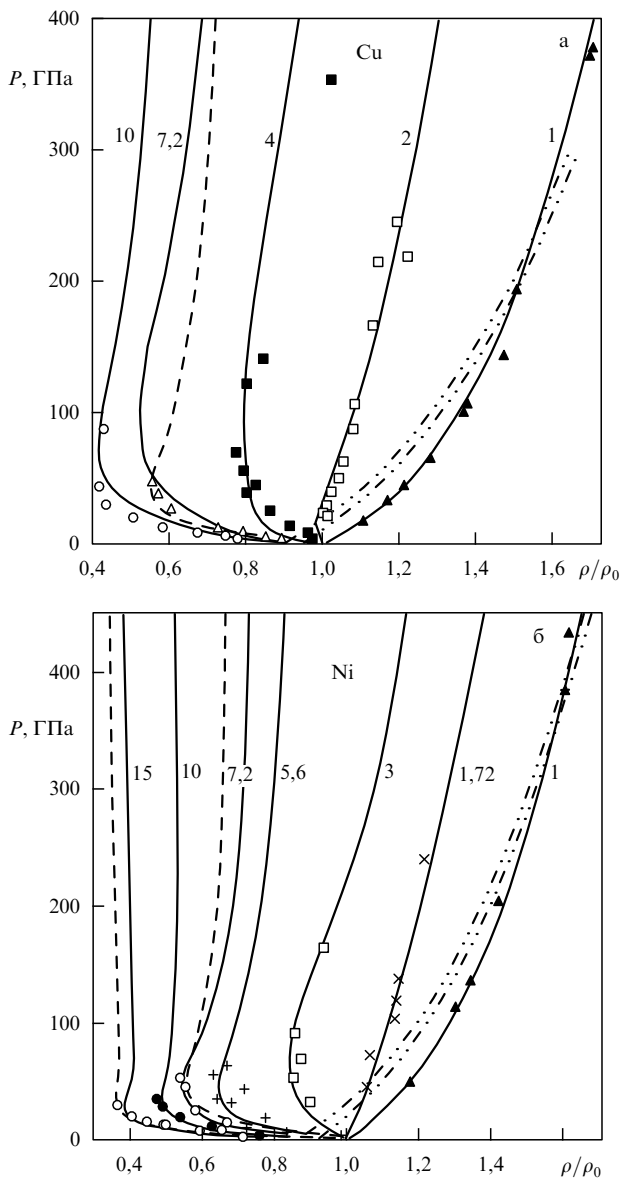


Рис. 17. Ударные адиабаты меди (а) и никеля (б) по экспериментальным данным [54, 198–200], сплошные линии — расчет по [149], штриховые — расчет по [266], штрихпунктир — границы плавления по [149]. Цифры обозначают пористость m .

ного пара. При вхождении в двухфазную область жидкость–пар они имеют согласующиеся с параметрами линии равновесия значения энергии и объема. При этом, как было показано в [194], известные значения температуры и энтропии в области малых давлений и плотности на нижних участках изэнтроп позволяют вычислить эти параметры на всем их протяжении, т.е. построить полную P – V – T диаграмму вещества. Идея Зельдовича [1, 194] определения температур по ударно-волновым экспериментам и измерениям конечных состояний при адиабатической разгрузке была впервые реализована Фортовым и Красниковым для построения уравнения состояния цезия [213], а затем Фортовым и Дреминым — для меди [214].

Современный прогресс в области малоинерционных твердотельных фотоприемников и волоконно-оптических линий позволил, наряду с газодинамическими

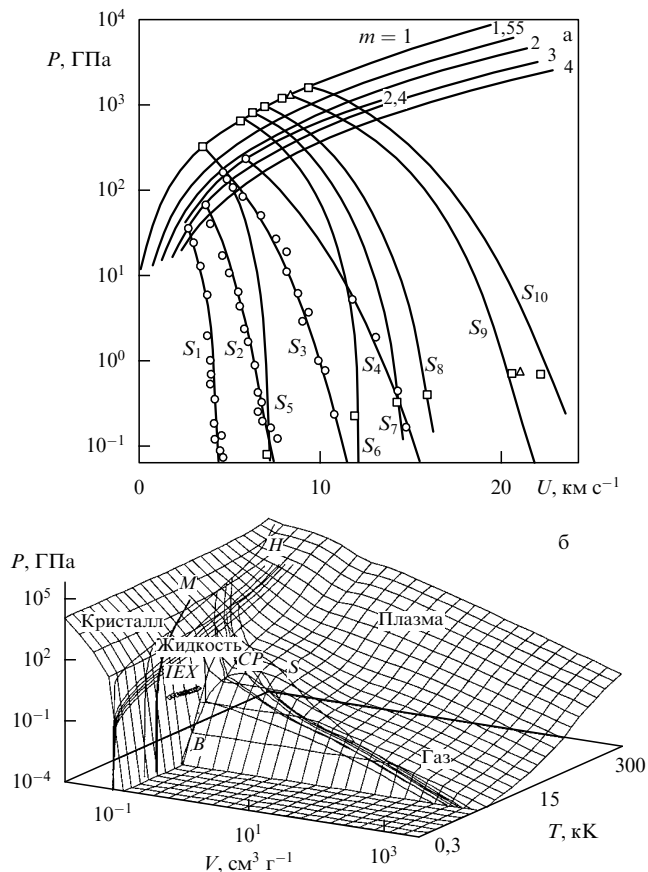


Рис. 18. Ударные адиабаты и изэнтропы расширения меди: m — ударные адиабаты для разной пористости, S_1 – S_{10} — изэнтропы расширения (а); поверхность состояний меди в координатах давление–объем–температура: M — кривая плавления, B — граница двухфазной области жидкость — газ, CP — критическая точка, H — ударные адиабаты сплошных и пористых образцов, IEX — область экспериментов по импульсному изобарическому нагреву током, S — изэнтропы расширения (б).

измерениями, осуществить регистрацию оптического излучения эмиссионных спектров расширяющейся горячей плазмы [215–217]. Совокупность полученной газодинамической и оптической информации дала возможность найти высокотемпературную часть кривой кипения металлов (вплоть до критической точки) [73, 215, 218, 219] и проанализировать неравновесные эффекты конденсации и испарения в волнах разгрузки [220, 221]. При этом отмечена возможность достижения состояний внутри спинодали, а также значительное сокращение времен неравновесности из-за заметной ионизации вещества на бинадалях [222]. Любопытно, что временная форма оптического сигнала дает интересную информацию о коэффициентах поглощения неидеальной плазмы [215, 218, 223], что наряду с прямыми спектроскопическими измерениями [224, 225] свидетельствует о подавлении верхних возбужденных состояний атомов и ионов в плотной плазме.

8. Оптические исследования ударно сжатых диэлектриков

Сильная ударная волна нагревает сжатое вещество до нескольких десятков тысяч градусов, и в прозрачных веществах излучение может проходить через несжатый

слой, доставляя информацию о состоянии вещества за фронтом. Первые измерения яркостной температуры фронта сильной ударной волны в газах были выполнены Моделем [226]. В этой работе был обнаружен эффект резкого снижения измеренной яркостной температуры по сравнению с расчетной температурой за фронтом. Анализу оптических явлений, сопровождающих мощные ударные волны в газах, посвящены теоретические исследования Зельдовича и Райзера [1], объяснившие, в частности, наблюдения [226] эффектом экранировки излучения слоем прогретой плазмы перед фронтом ударной волны.

Обширные исследования оптических свойств ударно сжатых прозрачных конденсированных веществ были предприняты в середине 50-х годов С.Б. Кормером и его сотрудниками — М.В. Синицыным, Г.А. Кирилловым, В.Д. Урлиным, К.Б. Юшко и другими. Успеху исследований во многом способствовало непосредственное участие в анализе получаемых результатов академика Я.Б. Зельдовича. Эти работы положили начало проведению исследований [227], во многом уникальных и сегодня. Измерения температур ударно сжатых прозрачных ионных кристаллов и некоторых диэлектриков [228] дали существенное уточнение уравнений состояния этого класса веществ и определили их кривые плавления, ранее известные в пределах нескольких ГПа, до весьма высоких давлений 50–250 ГПа. Эти результаты показали особенности плавления при высоких давлениях: почти линейный рост теплоты плавления с температурой и существенное уменьшение скачка объема при плавлении при высоких давлениях. Впервые было показано, что при сжатии в два раза кристаллы LiF, NaCl, KCl и CsBr остаются в твердом состоянии до температуры ~ 4000 К [228]. Полученные данные показали, что уравнение состояния твердой фазы исследованных кристаллов в форме Ми–Грюнаизена с дебаевской функцией для теплоемкости удовлетворительно описывает не только связь давления с плотностью вдоль ударной адиабаты, но и температуру ударно сжатого твердого тела до кривой плавления. Это свидетельствует о достаточном малом влиянии ангармонизма тепловых колебаний решетки на теплоемкость твердой фазы этих веществ. Полученные уравнения состояния и кривые плавления исследованных веществ приведены в [149]. Сравнение расчетных кривых с экспериментом дано на фазовой диаграмме NaCl на рис. 19. Фазовая диаграмма рассчитана с учетом перехода кристалла из структуры типа NaCl в структуру типа CsCl.

При измерении яркостной температуры ударно сжатых ионных кристаллов в области небольших давлений порядка нескольких ГПа было обнаружено, что регистрируемые световые потоки существенно превосходят значения, следующие из расчетных значений температур [227]. Для NaCl это соответствует давлениям 27 и 40 ГПа (см. рис. 19). Исследования показали, что это неравновесное свечение имеет люминесцентную природу. С ростом давления ударного сжатия яркость люминесцентного свечения становится меньше теплового, и его влияние на измеряемую температуру исчезает.

Другой вид неравновесного излучения зарегистрирован при ударном сжатии пяти исследованных ионных кристаллов в области давлений 200–500 ГПа [229]. В экспериментах яркость излучения оказалась много меньше той, которая отвечает равновесной темпера-

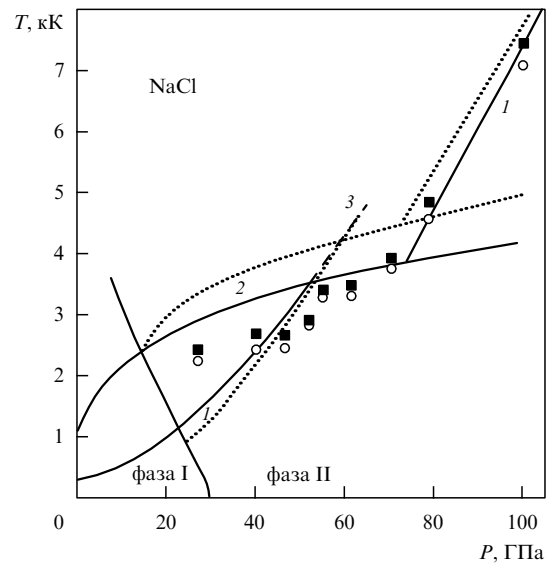


Рис. 19. Фазовая диаграмма хлористого натрия. ■, ○ — экспериментальные значения температур в области спектра $\lambda = 0,478$ и $0,625$ мкм соответственно, 1 — ударная адиабата, 2 — кривая плавления, 3 — ударная адиабата "перегретой" твердой фазы; сплошные линии — расчет для фазы I, пунктир — для фазы II.

туре. Объяснить этот эффект удалось Зельдовичу, Кормеру и Урлину [230]. В этой работе была учтена кинетика перехода к термодинамическому равновесию между электронами и решеткой во фронте ударной волны.

Экспериментальные исследования оптических свойств при ударном сжатии выполнены также для жидких аргона [231] и ксенона [232]. В этих работах на примере другого класса веществ нашли подтверждение идеи, заложенные в построении многофазного уравнения состояния и в теории кинетики нагрева электронов во фронте ударной волны [230]. На рисунке 20 приведены

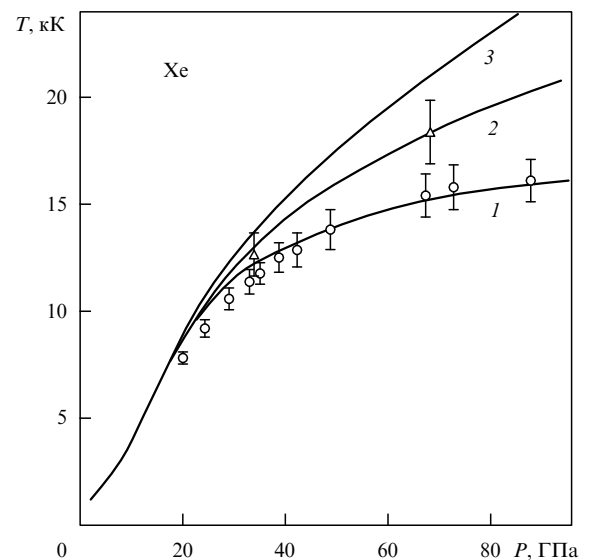


Рис. 20. Зависимость яркостной температуры фронта ударной волны в ксеноне от давления. Экспериментальные данные: ○ — $\lambda = 0,67$ мкм [232], △ — $\lambda = 0,32$ мкм [233]. Расчет: 1, 2 — яркостные температуры для $\lambda = 0,67$ и $0,32$ мкм соответственно [232], 3 — равновесная температура.

расчетные зависимости от давления для яркостных температур ксенона в красной и ультрафиолетовой области спектра, а также для равновесной температуры. Там же показаны экспериментальные значения яркостной температуры, полученные российскими исследователями в красном [232] и американскими — в ультрафиолетовом свете [233].

Оптические свойства фронта ударной волны в прозрачных диэлектриках определяются также его отражательной способностью и прозрачностью вещества за фронтом. Отражательная способность связана, в частности, с гладкостью и толщиной фронта. Метод исследования отражательной способности ударно сжатых прозрачных конденсированных веществ был разработан Кормером, Юшко и Кришкевичем [234]. Было экспериментально установлено, что скачок плотности в ударной волне в конденсированных веществах происходит в слое толщиной менее 10^{-6} см и достигается за время порядка 10^{-12} с. Оказалось, что фронт ударной волны в высокой степени гладок, его шероховатость составляет менее 10^{-6} см. На порядок бóльшая величина шероховатости обнаружена на фронте волны в детонирующем жидком ВВ [235]. В этих же исследованиях было установлено, что показатель преломления как жидких, так и твердых веществ линейно растет в широком диапазоне сжатий, вплоть до двукратного увеличения. До давлений порядка 100 ГПа отражательная способность фронта ударной волны в большинстве веществ оказалась не более 2%. Высокая чувствительность метода к градиенту плотности позволила выявить структуру фронта ударной волны в веществах, претерпевающих полиморфное превращение [236]. Полученные в 60-е годы результаты по исследованию оптических свойств ударно сжатых диэлектриков обобщены в обзоре [227].

Интерес исследователей к изучению ударного сжатия и уравнения состояния воды вызван в первую очередь широким распространением воды в природе в свободном виде и в виде составляющих различных веществ. На лабораторных измерительных установках в 1957 г. в США была зарегистрирована ударная адиабата воды до давления 42 ГПа [237] и в 1982 г. — до 85 ГПа [238]. В работах советских исследователей тот же диапазон был достигнут уже в 1958 г. [239] и детально исследован в [240–242]. Ударная сжимаемость воды была зафиксирована также в ближних зонах подземных ядерных взрывов [243, 244] при особо высоких давлениях 100 и 1400 ГПа. Во всех экспериментах с достаточной достоверностью установлена аномалия ударного сжатия воды — излом адиабаты при давлении 11 ГПа, свидетельствующий о прерывном уменьшении ее сжимаемости. Для понимания физической природы излома особое значение имели измерения прозрачности ударно сжатой воды. Первые несовершенные измерения в [239] зафиксировали исчезновение прозрачности при давлениях, совпадающих с давлением излома адиабаты. При этом была высказана гипотеза о замерзании воды при таком давлении и образовании кристалликов льда VII. Однако в детальных исследованиях [240, 241], выполненных в области давлений от 4 до 30 ГПа, не было обнаружено изменения прозрачности, подтверждающего данные [239]. В то же время, как это было показано экспериментально, при двукратном сжатии, если первая волна отвечала давлениям в диапазоне от 2 до 4 ГПа, то при достаточно широком изменении давлений во второй ударной волне

в воде наблюдается диффузное рассеяние света и потеря прозрачности за фронтом второй волны, что может быть связано с мелкокристаллическим образованием льда. Возможно, однако, согласно [245], что потеря прозрачности обусловлена ведущей ролью поверхностных явлений и химических реакций.

Систематизация экспериментальных данных по ударному сжатию воды, включающих также измерения температур на ударной адиабате [227] и ударное сжатие льда и снега, т.е. воды различной начальной плотности, выполнена в [246]. Экспериментальные данные для воды представлены на $D-U$ диаграмме (рис. 21). Уравнения состояния воды в области высоких давлений, полученные в [242, 247, 248], согласуются с этими данными.

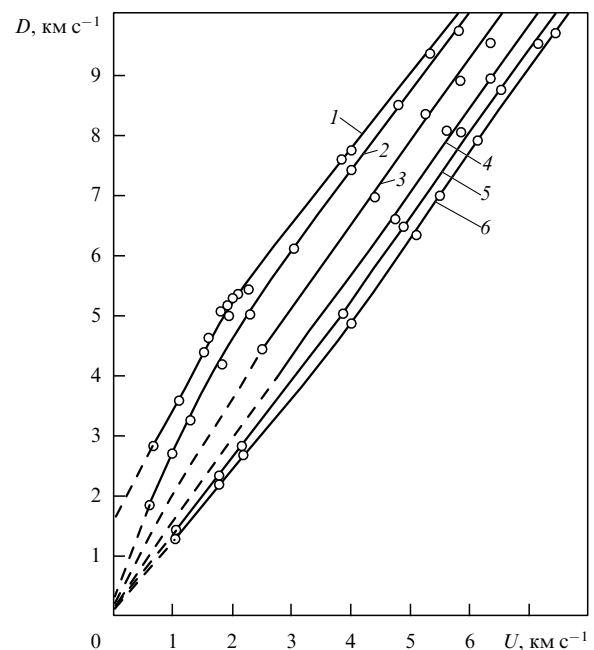


Рис. 21. $D-U$ -диаграмма воды и льда разной начальной плотности: 1 — 1,0; 2 — 0,915; 3 — 0,6; 4 — 0,35; 5 — 0,25; 6 — 0,15 г см⁻³.

Отметим, что в исследованных в [249] насыщенных водных растворах галогенидов и сульфатов полученные ударные адиабаты подобны адиабатам воды и повторяют ее особенности — две пересекающиеся ветви с близкими к установленным для воды значениями наклонов и параметров точки их пересечения.

9. Описания сжатых и плазменных состояний

В настоящее время хорошо разработанные методы квантовой механики и статистической физики позволяют адекватно описать состояние вещества в пределах либо высоких, либо низких плотностей, где межчастичное взаимодействие описывается классическими (Дебай–Хюккель), либо квазиклассическими (Томас–Ферми) приближениями. Основная проблема в теоретическом описании промежуточных сильно неидеальных состояний состоит в наличии сильного взаимодействия в неупорядоченной среде, что затрудняет применение теории возмущений к квантовомеханической задаче многих тел. Поэтому в большинстве случаев используются упрощенные физические модели, вид функцио-

нальных зависимостей в которых диктуется теоретическими соображениями, а эксперимент привлекается для выбора коэффициентов в этих зависимостях [250, 251].

Обычно используемая форма уравнения состояния вещества в области умеренных температур [1] имеет три составляющих, которые отвечают упругому взаимодействию между атомами, зависящему только от плотности, тепловому движению атомов и тепловому возбуждению электронов в зоне проводимости. Для твердой фазы свободная энергия в этом случае описывается дебаевской моделью кристаллического тела. Многочисленные примеры описания такими уравнениями состояния изотерм и ударных адиабат простых веществ показывают, что дебаевская модель разумно отражает природу твердого состояния. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных температур ударно сжатых ионных кристаллов [196, 227] подтверждает этот вывод.

Одно из главных направлений в физике высоких давлений состоит в изучении сжимаемости веществ при нулевых и нормальных температурах. Для уравнения состояния ионных кристаллов в [252] нулевые изотермы представлены потенциалом Борна–Майера. К металлам такой подход применен в [53] и развит в [253]. Как показано в [254], параметры потенциала могут быть непосредственно определены из $D-U$ соотношений для ударных адиабат через начальный модуль объемного сжатия и его производную по давлению. Найденные таким образом параметры потенциалов 25 металлов даются в [254]. Рассчитанные до давлений 400 ГПа изотермы нормальной температуры для меди практически совпадают, для свинца удовлетворительно согласуются и для алюминия несколько хуже соотносятся с эталонными изотермами американских исследователей [255]. Соответствие изотерм наблюдается также для золота, предложенного в [4] в качестве стандарта в метрологии статических измерений.

Представление кривой упругого сжатия в уравнении состояния конденсированных веществ в виде разложения по степеням кубического корня из плотности было предложено в [256, 257]. Коэффициенты интерполяционной зависимости находились по кривой статического объемного сжатия при низких давлениях и из условия вливания при высоких давлениях в зависимость, рассчитанную по модели ТФПК [177, 178]. Корректировка интерполяционной зависимости упругого сжатия по одной экспериментальной точке на ударной адиабате в мегабарном диапазоне давлений в [257] позволила удовлетворительно описать ударные адиабаты и изотермы в широком диапазоне давлений для целого ряда металлов. Интерполяционное описание кривых упругого сжатия от начальных значений до сверхвысоких давлений по статическим моделям Томаса–Ферми содержится в полуэмпирических широкодиапазонных уравнениях состояния [54, 212, 250, 251].

Ударные адиабаты сплошных и пористых веществ при достаточно высоких давлениях и температурах находятся в области жидкой и плазменных фаз. Тепловые составляющие в уравнении состояния кристалла и жидкости вблизи кривой плавления близки и определяются обобщенным уравнением состояния Ми–Грюнайзена, в котором коэффициент Грюнайзена для решетки в приближении малых колебаний атомов и ионов зависит только от плотности и связан с первой и

второй производными упругой кривой [2, 258]. Как было показано в [54], при высоких температурах для описания адиабаты пористых металлов проявляется необходимость учета ангармонизма колебаний атомов и перехода к уравнению идеального газа. Удобная форма интерполяции тепловой составляющей свободной энергии атомов была предложена в [54]. Теоретический анализ влияния плавления, выполненный в [149, 259], показал, что плавление мало сказывается на кинематических параметрах ударной волны, а следовательно, и на ударной адиабате $P(\rho)$, однако на диаграмме $P-T$ затраты энергии на плавление приводят к резким изломам адиабаты (см. рис. 19). Это учитывалось в [149] путем введения эмпирической поправки к свободной энергии жидкой фазы.

В переходных металлах, где электронные теплоемкости и связанные с ними значения коэффициентов Грюнайзена для электронов велики, влияние электронных составляющих уравнения состояния начинает проявляться уже при сравнительно низких температурах. При ударном сжатии сплошных и пористых металлов в [54] достигались температуры порядка нескольких электронвольт. Значения коэффициента Грюнайзена для электронов, отвечающие экспериментальным данным для пористых металлов, использовались в [54] для представления электронных составляющих уравнения состояния в виде аппроксимации к асимптотикам для вырожденных и невырожденных (по температурной модели Томаса–Ферми [260]) состояний. Для диэлектриков влияние электронных составляющих становится заметным при температурах выше 1 эВ. Эти составляющие в [196] хорошо описываются зонной теорией.

На рисунке 17 показаны ударные адиабаты меди и никеля различной пористости, рассчитанные с параметрами уравнений состояния, взятыми из [149] и удовлетворительно согласующиеся с результатами эксперимента [54, 198–200]. Некоторое расхождение может быть связано с усреднением полученных из экспериментальных данных параметров, а также имеющейся погрешностью эксперимента. В области плотностей, существенно меньше нормальной, металлы из-за перестройки электронных уровней могли стать диэлектриками, имеющими запрещенную зону. Из рисунка 16 видно, что с учетом ионизации вещества при соответствующих температурах полученное уравнение состояния хорошо описывает также ударные адиабаты меди нормальной начальной плотности и с пористостью $m = 4$ до давлений 20 ТПа, отвечающие измерениям в подземных ядерных взрывах [179].

Принципы, заложенные в полуэмпирическое уравнение состояния [54], а именно, представление термодинамического потенциала в виде суммы членов, описывающих вклад решетки и электронов, позднее были использованы и развиты в [212, 250] в так называемых многопараметрических широкодиапазонных уравнениях состояния. Созданные модели уравнения состояния определяют термодинамические характеристики металлов, включая фазовые границы жидкость–пар и плавление, от нормальных условий до чрезвычайно высоких давлений и температур. При этом обеспечивается корректное описание расчетных асимптотик. В [212] были определены уравнения состояния меди и свинца, а в [250] — еще 25 металлов. Построенная по широкодиапазонному уравнению состояния [250] энерге-

тическая поверхность меди приведена на рис. 18б, где хорошо видны области состояний, доступные для эксперимента, а также фазовые границы плавления и испарения.

Другой подход к построению уравнения состояния жидкой фазы, представляющий собой обобщенную модель Ван-дер-Ваальса, развит в [261, 262]. В качестве коволюма, отвечающего сжимаемости вещества, использована изотерма упругого сжатия. В области высоких температур учитывается термическая ионизация атомов. Ионизационное равновесие определяется соотношениями, аналогичными уравнениям Саха. Этим уравнением состояния также описывается совокупность имеющихся экспериментальных данных по ударному сжатию пористых и сильнопористых металлов и изэнтроп расширения. Расчетные ударные адиабаты для меди и никеля практически не отличаются от представленных на рис. 17.

Расчетное описание ударной сжимаемости вещества, первоначально находящегося при нормальной плотности, в области сверхвысоких давлений достигается идущими из теории твердого тела моделями ячеек Вигнера – Зейтца с рядом граничных условий. Первоначально для сравнения с экспериментом в [171] использовалась статистическая модель Томаса – Ферми для электронов с одноатомным идеальным газом ядер, а затем ее модификация, усовершенствованная с помощью введения квантовых и обменных поправок [176, 177] и учета взаимодействия ядер, в частности, по [178] (модель ТФПК). Модель является статистической и приводит к монотонным зависимостям термодинамических характеристик от атомного номера элемента, но не учитывает оболочечной структуры электронов атома. Учет этой структуры при высоких сжатиях и больших разогревах при последовательной ионизации оболочек проводится в модели Хартри – Фока [83], с учетом обменного взаимодействия в приближении Слэтера [263], а также в псевдозонной модели самосогласованного поля (модель ССП) [264]. Оболочечные модели заметно отличаются друг от друга и для них характерно сильное немонотонное изменение термодинамических параметров в области больших сжатий, носящее иногда нереалистичный характер. Поэтому в области высоких сжатий предпочтение отдается квантово-статистическим моделям, более близким к экспериментальным данным по ударному сжатию металлов. Применимость описания ударных адиабат в модели ТФПК ограничена снизу давлениями 15–20 ТПа [171]. Возможность использования данных по модели ТФПК демонстрируется диаграммами P – σ ударных адиабат металлов в стомегабарном диапазоне на рис. 13.

Теоретическое описание состояний в широкой области давлений и температур, отвечающей ударному сжатию сильно пористых металлов и изэнтроп расширения, основанное на модели сильно неидеальной плазмы, развито в работах Грязнова, Иосилевского и Фортова [204, 265–267]. В основу этого так называемого квазихимического представления положен расчет равновесного ионизационного состава, соответствующего минимуму свободной энергии с учетом поправок на межчастичное взаимодействие атомов и ионов. При этом области давлений мегабарного диапазона и плотностей порядка нормальной соответствуют состояниям сильно неидеальной частично вырожденной плазмы с кратностью иони-

зации, достигающей 4–5. Принципиальным моментом, позволившим добиться удовлетворительного описания экспериментальных результатов ударного сжатия сильно пористых металлов [198–200] (помимо учета частичного вырождения свободных электронов, кулоновской неидеальности и многократной ионизации), явилось введение дополнительного интенсивного короткодействующего отталкивания ионов, обусловленного их собственным объемом ("модель ограниченного атома") [265]. Как показано в [265], применимость химической модели в указанной области состояний в значительной степени связана с установлением в ней собственного объема атомов и ионов разной кратности, а также учетом межчастичного притяжения частиц и корректировкой этих параметров по характеристикам вещества при нормальных условиях (плотность, энергия сублимации). Результаты расчета адиабат меди и никеля показаны на рис. 17.

Имеющаяся в настоящее время совокупность экспериментальных данных по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии представлена в [268], где приведено около 2500 экспериментальных точек для 200 индивидуальных веществ, химических соединений, конструкционных материалов, сплавов и растворов. Там же представлены описывающие эти данные обобщающие зависимости.

10. Заключение

Невозможно в одной статье, даже обзорного характера, представить полный объем полученной в России информации по всем рассмотренным направлениям. Так, некоторые многоплановые исследования по прочности и деформированию металлов в ударных волнах, ударному сжатию кварца, горных пород, плотной плазмы и другие лишь упомянуты, а описание ряда методик и результатов из-за ограниченности статьи не вошло в нее. Не вошли данные по ударному сжатию металлических сплавов, гидридов, карбидов, нитридов металлов, легкоплавких металлов с исходным жидким состоянием, данные по двукратной сжимаемости веществ, результаты импульсных рентгеноструктурных измерений в ударных волнах, в том числе ударного полиморфизма, результаты определения сжимаемости методом импульсной рентгенографии, многочисленные исследования органических жидких и твердых веществ, изучение химических реакций в ударных волнах и ряд других интересных аспектов. За рамками обзора остались также методы генерации мощных ударных волн интенсивным лазерным и мягким рентгеновским излучением, пучками релятивистских электронов, легких и тяжелых ионов, электровзрывом металлов и многие другие современные направления, в основе которых лежат рассмотренные выше динамические методы изучения экстремальных состояний. Все эти проблемы заслуживают отдельного рассмотрения и более подробно обсуждаются в опубликованных в последние годы обзорах и монографиях.

Приведенные в настоящем обзоре приоритетные многогранные результаты российских исследователей, полученные динамическими методами, имеют основополагающее значение для современного понимания физики экстремальных состояний материи.

Список литературы

1. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1963)
2. Альтшулер Л В *УФН* **15** (2) 197 (1965)
3. Mao H K, Bell P M *J. Appl. Phys.* **49** 3776 (1978)
4. Heinz D L, Yeanloz R *J. Appl. Phys.* **55** 885 (1984)
5. Goranson R W et al. *J. Appl. Phys.* **26** 1472 (1955)
6. Rice M H, McQueen R G, Walsh, in *Solid State Physics* Vol. 6 (Eds F Seitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1958) p. 1
7. Альтшулер Л В, Крупников К К, в кн. *История советского атомного проекта (40-е и 50-е годы). Межд. симп. ИСАП-96 Т. 1* (М.: ИздАТ, 1997)
8. Teller E, in *Physics of High Energy Density* (Proc. of the Int. School of Physics "Enrico Fermi", Course 48, Eds P Caldirola, H Knoepfel) (New York: Academic Press, 1971)
9. *Shock Compression of Condensed Matter-1991* (Eds S C Schmidt et al.) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. VIII
10. Михельсон В А *Ученые записки Императорского московского университета* (10) 1 (1893)
11. Chapman O L *Phil. Mag.* **47** 40 (1899)
12. Jouget E *Mecanique des Explosives* (Paris, 1917)
13. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **10** 542 (1940)
14. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **12** 389 (1942)
15. Von Neumann J *Progress Report on the Theory of Detonation Waves* (OSRD Rept. N 549, 1942)
16. Doring W *Annal. Physik* (5 Folge Band) **43** 421 (1943)
17. Ландау Л Д, Станюкович К П *ДАН СССР* **46** 399 (1945)
18. Schmidt A *Zs. Ges. Schiess und Sprengstoffwesen* **30** 364 (1955)
19. Зельдович Я Б, Компанец А С *Теория детонации* (М.: Гостехиздат, 1955)
20. Duft R E, Houston E E *Chem. Phys.* **23** 1268 (1955)
21. Deal W E *Chem. Phys.* **27** 796 (1957)
22. Цукерман В А, Азарх З М *Люди и взрывы* (Саров: Арзамас-16, 1994)
23. Дорохин В В и др. *ФГВ* **21** (4) 100 (1985)
24. Воскобойников И М и др., в кн. *Докл. I симп. по импульсным давлениям, Москва, 1973 Т. 1* (М.: ВНИИФТРИ, 1974) с. 42
25. Акимова Л Н, Гоголя М Ф, Галкин В Н *ФГВ* **14** (2) 135 (1978)
26. Воскобойников И М, Гоголя М Ф *Хим. физика* **3** (7) 1036 (1984)
27. Гоголя М Ф, Бражников М А *Хим. физика* **13** (1) 52 (1994)
28. Гоголя М Ф, Бражников М А *Хим. физика* **13** (11) 88 (1994)
29. Gogulya M F, Brazhnikov M A, in *Proc. 10-th Int. Symp. on Detonation, Boston-93* (Office of Naval Research ONR 33395-12, 1995) p. 542
30. Ашаев В К, Левин А Д, Миронов О Н *Письма в ЖТФ* **6** 1005 (1980)
31. Альтшулер Л В, Доронин Г С, Жученко В С *ФГВ* **25** (2) 84 (1989)
32. Альтшулер Л В и др. *ФГВ* **19** (4) 153 (1983)
33. Ашаев В К, Доронин Г С, Левин А Д *ФГВ* **24** (1) 95 (1988)
34. Гатиллов Л А, Ибрагимов Р А, Кудашов А В *ФГВ* **25** (2) 82 (1989)
35. Зубарев В Н *ПМТФ* (2) 54 (1965)
36. Зайцев В М, Похил П Ф, Шведов К К *ДАН СССР* **132** 1339 (1960)
37. Зайцев В М, Похил П Ф, Шведов К К *ДАН СССР* **133** 155 (1960)
38. Дремин А Н, Шведов К К *ПМТФ* (2) 154 (1964)
39. Уртъев Л А *Хим. физика* **12** 579 (1993)
40. Канель Г И *Применение марганциновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред* (М.: ВИНТИ, 1974) Деп. № 477-74
41. Канель Г И *ФГВ* **14** (1) 113 (1978)
42. Уткин А В, Канель Г И, Фортвов В Е *ФГВ* **25** (5) 115 (1989)
43. Канель Г И, Разренов С В, Уткин А В, Фортвов В Е *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
44. Зубарев В Н, Телегин Г С *ДАН СССР* **142** 309 (1962)
45. Зубарев В Н, Телегин Г С *ДАН СССР* **147** 122 (1962)
46. Бриш А А, Тарасов М С, Цукерман В А *ЖЭТФ* **37** 1543 (1959)
47. Walsh J M, Christian R H *Phys. Rev.* **97** 1544 (1955)
48. Mallory M D *J. Appl. Phys.* **26** 555 (1955)
49. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **34** 874 (1958)
50. Альтшулер Л В, Крупников К К, Бражник М И *ЖЭТФ* **34** 886 (1958)
51. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **38** 790 (1960)
52. McQueen R G, Marsh S P *J. Appl. Phys.* **31** 1253 (1960)
53. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ЖЭТФ* **42** 91 (1962)
54. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **42** 686 (1962)
55. Nellis W J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1414 (1988)
56. Харитон Ю Б, Смирнов Ю Н *Мифы и реальность советского атомного проекта* (Саров: Арзамас-16, 1994)
57. Walsh J M et al. *Phys. Rev.* **108** 196 (1957)
58. Трунин Р Ф, Панов Н В, Медведев А Б *ТВТ* **33** 329 (1995)
59. Трунин Р Ф, Панов Н В, Медведев А Б *Письма в ЖЭТФ* **62** 572 (1995)
60. McQueen R G et al. *High-Velocity Impact Phenomena* (Ed. R Kinslow) (New York: Academic Press, 1970) p. 293
61. Mitchell A C, Nellis W J *J. Appl. Phys.* **52** 3363 (1981)
62. Scidmore J S, Morris E, in *Thermodynamics of Nuclear Materials* (Vienna: Int. Atomic Energy Agency, 1962) p. 173
63. Забабахин Е И, в сб. *Механика в СССР за 50 лет Т. 2* (М.: Наука, 1970) с. 313
64. Крупников К К и др. *ДАН СССР* **148** 1302 (1963)
65. Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996)
66. Альтшулер Л В и др. *ПМТФ* (2) 3 (1981)
67. Альтшулер Л В и др. *Хим. физика* **14** (2-3) 65 (1995)
68. Терновой В Я, в сб. *Нестационарные проблемы гидродинамики* (Динамика сплошной среды, Вып. 48) (Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1980) с. 141
69. Анисимов С И и др. *Письма ЖЭТФ* **31** 67 (1980)
70. Терновой В Я, в кн. *Кинетика и механизм физико-химических процессов* (М.: ИХФ АН СССР, 1982) с. 118
71. Базанов О В и др. *ТВТ* **23** 976 (1985)
72. Бушман А В и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1765 (1988)
73. Глушак Б Л и др. *ЖЭТФ* **96** 1301 (1989)
74. Альтшулер Л В, Баканова А А, Дудолодов И П *Письма в ЖЭТФ* **3** 483 (1966)
75. Альтшулер Л В, Баканова А А, Дудолодов И П *ЖЭТФ* **53** 1967 (1967)
76. Баканова А А, Дудолодов И П *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
77. Баканова А А, Дудолодов И П, Сугулов Ю Н *ФТТ* **11** 1881 (1969)
78. Gust W H, Royce E B *Phys. Rev.* **8** 3595 (1973)
79. Carter W J et al. *J. Phys. Chem. Sol.* **36** 741 (1975)
80. Альтшулер Л В, Баканова А А *УФН* **96** 193 (1986)
81. Алексеев Е С, Архипов Р Г *ФТТ* **4** 795 (1962)
82. Альтшулер Л В и др. *ФММ* **51** (1) 76 (1981)
83. Воропинов А И, Гандельман Г М, Подвальный В Г *УФН* **100** 193 (1970)
84. Duvall G E, Graham R A *Rev. Modern Phys.* **49** 523 (1977)
85. Альтшулер Л В *ПМТФ* (4) 93 (1978)
86. Алдер Б, в кн. *Твердые тела под высоким давлением* (Под ред. В Поля, Д Варшауэра) (М.: Мир, 1966) с. 431
87. Альтшулер Л В, Тарасов Д М, Сперанская М П *ФММ* **13** 738 (1962)
88. Vancroft D, Peterson E L, Minshall S J. *J. Appl. Phys.* **27** 291 (1956)
89. Новиков С А, Дивнов И И, Иванов А Г *ЖЭТФ* **47** 814 (1964)
90. Иванов А Г, Новиков С А *ЖЭТФ* **40** 1880 (1961)
91. Иванов А Г, Новиков С А, Тарасов Ю И *ФТТ* **4** 249 (1962)
92. Ананьин А В, Дремин А Н, Канель Г И *ФГВ* **9** 437 (1973)
93. Павловский М Н *ФТТ* **9** 3192 (1967)
94. Bridgmen P W *Proc. Am. Acad. Arts Sci.* **76** (1) 55 (1948)
95. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **39** 279 (1963)
96. Дремин А Н, Першин С В, Погорелов В Ф *ФГВ* **1** (4) 6 (1965)
97. Альтшулер Л В, Павловский М Н, Дракин В П *ЖЭТФ* **52** 400 (1967)
98. Hayes D B *J. Appl. Phys.* **45** 1208 (1974)
99. Альтшулер Л В, Павловский М Н, Комиссаров В В *ЖЭТФ* **106** 1136 (1994)
100. Зарецкий Е Б, Канель Г И, Могилевский П А, Фортвов В Е *ДАН СССР* **316** 111 (1991)
101. Кутсар А Р, Павловский М Н, Комиссаров В В *Письма в ЖЭТФ* **35** 91 (1982)
102. Кутсар А Р, Павловский М Н, Комиссаров В В *Письма в ЖЭТФ* **39** 399 (1984)
103. Кутсар А Р, Герман В Н, Носова Г И *ДАН СССР* **213** 81 (1973)
104. Кутсар А Р, Герман В Н, в сб. *Труды 3-й Межд. конф. по титану Т. 2* (М.: ВИЛС, 1978) с. 629
105. Rozorenov S V et al. *High Pressure Res.* **13** 367 (1995)
106. Bassett W A et al. *J. Appl. Phys.* **39** 319 (1968)
107. Liu L, Bassett W A *J. Appl. Phys.* **44** 1475 (1973)
108. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **34** 864 (1996)
109. Alder V J, Christian R H *Phys. Rev. Lett.* **7** 367 (1961)
110. Павловский М Н, Дракин В П *Письма в ЖЭТФ* **4** 169 (1966)
111. Павловский М Н *ФТТ* **13** 893 (1971)
112. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **56** 1169 (1969)

113. Hughes D S, McQueen R G *Trans. Amer. Geophys. Union* **39** 959 (1958)
114. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 13 (1971)
115. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (2) 33 (1971)
116. Симаков Г В и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (9) 80 (1973)
117. Калашников Н Г, Павловский М Н *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (2) 23 (1973)
118. Альтшулер Л В и др. *ФТТ* **15** 1435 (1973)
119. Симаков Г В, Павловский М Н *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (8) 11 (1974)
120. Подурец М А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 59 (1976)
121. Бугаева В А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 28 (1979)
122. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (2) 77 (1980)
123. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 52 (1988)
124. Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (11) 72 (1990)
125. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (9) 1 (1965)
126. Waserly J W A *J. Appl. Phys.* **33** 922 (1962)
127. Ададулов Г А, Дремин А Н, Першин С В *ПМТФ* (4) 81 (1962)
128. Альтшулер Л В и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (10) 1 (1965)
129. Герман В Н, Подурец М А, Трунин Р Ф *ЖЭТФ* **64** 205 (1973)
130. Подурец М А, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (7) 21 (1974)
131. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (7) 3 (1976)
132. Подурец М А и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 16 (1981)
133. Подурец М А, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (1) 98 (1987)
134. Подурец М А, Симаков Г В, Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (4) 30 (1990)
135. Vildanov V G et al., in *Shock Compression of Condensed Matter-1995* (AIP Conference Proceedings, Vol. 370, Ed S Schmidt) (Woodbury, N.Y.: AIP, 1996) p. 121
136. Вилданов В Г и др. *Хим. физика* **14** (2–3) 122 (1995)
137. Birch F J *Geophys. Res.* **57** 2 (1952)
138. Ringwood A E *Phys. Earth Planet Interior* **3** 109 (1970)
139. Альтшулер Л В, Шарипджанов И И *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (3) 11 (1971)
140. Телегин Г С и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (5) 22 (1980)
141. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **38** 1061 (1960)
142. Новиков С А, Синицына Л М *ПМТФ* (6) 107 (1970)
143. Альтшулер Л В, Бражник М И, Телегин Г С *ПМТФ* (6) 159 (1971)
144. Brown J M, McQueen R G *Geophys. Res. Lett.* **7** 533 (1980)
145. McQueen R G, Fritz J N, Morris C E, in *Shock Waves in Condensed Matter-1983* (Ed. J R Asay) (Amsterdam: North-Holland, 1984) Ch. 2.18
146. Hixson R S et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 637 (1989)
147. Brown J M, Shaner J W, in *Shock Waves in Condensed Matter-1983* (Ed. J R Asay) (Amsterdam: North-Holland, 1984) Ch. 2.17
148. Brown J M, McQueen R G *J. Geophys. Res.* **91** (B 7) 7485 (1986)
149. Урлин В Д *ЖЭТФ* **49** (2) 485 (1965)
150. Дремин А Н, Канель Г И *ПМТФ* (2) 146 (1976)
151. Батьков Ю В и др. *Проблемы прочности* (5) 56 (1981)
152. Батьков Ю В, Глушак Б Л, Новиков С А *ФГВ* **25** (5) 126 (1989)
153. Павловский М Н, Степанюк В С, Комиссаров В В *Проблемы прочности* (10) 50 (1991)
154. Альтшулер Л В и др. *ФГВ* (1998) (в печати)
155. Батьков Ю В и др. *ФГВ* **31** (5) 114 (1995)
156. Asay J R, Lipkin J J. *Appl. Phys.* **49** (7) 4242 (1978)
157. Asay J R, Chhabildas L C, in *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (Eds M A Meyers, L E Murr) (New York: Plenum Press, 1981)
158. Chhabildas L C, Wise J L, Asay J R, in *Shock Waves in Condensed Matter* (Eds W J Nellis, L Seaman, R A Graham) (New York: AIP, 1982) p. 422
159. Макаров П В *ФГВ* **23** (1) 22 (1987)
160. Сахаров А Д и др. *ДАН СССР* **150** 1019 (1964)
161. Минеев В Н, Савинов Е В *ЖЭТФ* **52** 629 (1967)
162. Минеев В Н, Зайдель Р М *ЖЭТФ* **54** 1633 (1968)
163. Зайдель Р М *ПМТФ* (4) 30 (1967)
164. Альтшулер Л В, Канель Г И, Чекин Б С *ЖЭТФ* **72** 663 (1977)
165. Альтшулер Л В, Доронин Г С, Ким Г Х *ПМТФ* (6) 110 (1986)
166. Набатов С С, Шунин В М, Якушев В В, в сб. *Детонация: Критические явления физико-химических превращений в ударных волнах* (Под ред. Ф И Дубовицкого) (Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978) с.42
167. Kessler G K et al., in *High Pressure Science and Technology-1993* (AIP Conf. Proc.) (New York: AIP, 1994) p. 1887
168. Бриджмен П В, в сб. *Твердые тела под высоким давлением* (Под ред. В Поля, Д Варшауэра) (М.: Мир, 1966) с. 11
169. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **54** 785 (1968)
170. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **56** 1172 (1969)
171. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **62** 1043 (1972)
172. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **32** 784 (1994)
173. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **108** 851 (1995)
174. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **102** 1433 (1992)
175. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **103** 2189 (1993)
176. Киржниц Д А *ЖЭТФ* **32** 115 (1957)
177. Калиткин Н Н, Кузьмина Л В, Препринт № 35 (М.: ИПМ АН СССР 1975) с. 76
178. Копышев В П *Численные методы механики сплошных сред* **8** 54 (1977)
179. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994)
180. Аврорин Е Н и др. *ЖЭТФ* **93** 613 (1987)
181. Трунин Р Ф и др. *ТВТ* **32** 692 (1994)
182. Ragan C E, Silbert M G, Diven B C *J. Appl. Phys.* **48** 2860 (1977)
183. Ragan C E *Phys. Rev. A* **21** 458 (1980)
184. Ragan C E *Phys. Rev. A* **25** 3360 (1982)
185. Ragan C E *Phys. Rev. A* **29** 1391 (1984)
186. Mitchell A C et al. *J. Appl. Phys.* **69** 2981 (1991)
187. Трунин Р Ф *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (2) 26 (1962)
188. Альтшулер Л В, Чекин Б С, в кн. *Докл. 1-го Всесоюзного симп. по импульсным давлениям, Москва, 1973* (М.: Изд. ВНИИФТ-РИ, 1974) с. 5
189. Волков Л П и др. *Письма ЖЭТФ* **31** (14) 623 (1980)
190. Симоненко В А и др. *ЖЭТФ* **88** (4) 1452 (1985)
191. Аврорин Е Н и др. *УФН* **164** (5) 1 (1993)
192. Альтшулер Л В, Зельдович Я Б, Стяжкин Ю М *УФН* **167** 107 (1997)
193. Altshuler L, in *Proc. II Int. A D Sacharov Conference on Physics* (Eds I M Dremine, A M Semikhatov) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 649
194. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **32** 1577 (1957)
195. Крупников К К, Бражник М И, Крупникова В П *ЖЭТФ* **42** 675 (1962)
196. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **47** 1202 (1964)
197. Фунтиков А И *УФН* **167** 1119 (1997)
198. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **96** 1024 (1989)
199. Трунин Р Ф, Симаков Г В *ЖЭТФ* **103** 2180 (1993)
200. Трунин Р Ф и др. *ЖЭТФ* **95** 631 (1989)
201. Зубарев В Н и др., в сб. *Детонация: Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах* (Под ред. Ф И Дубовицкого) (Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978) с. 61
202. Грязнов В К и др. *Хим. физика* **17** (2) 33 (1998)
203. Fortov V E et al., in *Physics of Strongly Coupled Plasmas* (Eds W D Kraeft, M Schlanges) (Singapore: World Scientific, 1996) p.317
204. Gryaznov V, Fortov V, Iosilevsky I, in *Physics of Strongly Coupled Plasmas* (Eds W D Kraeft, M Schlanges) (Singapore: World Scientific, 1996) p.351
205. Фортов В Е *УФН* **138** (3) 361 (1982)
206. Фортов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** (1) 30 (1974)
207. Бушман А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 341 (1984)
208. Бушман А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 375 (1986)
209. Ternovoi V Ya et al., in *Shock Compression of Condensed Matter-1995* (AIP Conference Proceedings, Vol. 370, Ed. S Schmidt) (Woodbury, N.Y.: AIP, 1996) p.81
210. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **73** 1866 (1977)
211. Баканова А А и др. *ПМТФ* (2) 76 (1983)
212. Альтшулер Л В и др. *ЖЭТФ* **78** 741 (1980)
213. Фортов В Е, Красников Ю Г *ЖЭТФ* **59** 1645 (1970)
214. Фортов В Е, Дремин А Н *ФГВ* **9** (9) 743 (1973)
215. Квитов С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **53** 338 (1991)
216. Семенов А Ю, Полищук А Я, Терновой В Я, Фортов В Е, Препринт № 25 (М.: ИОФАН, 1991)
217. Fortov V E et al. *Rev. Gen. Therm. Fr.* **371** 589 (1992)
218. Fortov V E et al., in *Shock Compression of Condensed Matter-1991* (Eds S C Schmidt et al.) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 745
219. Ternovoi V Ya et al., in *Physics of Strongly Coupled Plasmas* (Eds W D Kraeft, M Schlanges) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 119
220. Агеев В Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **48** 608 (1988)

221. Агеев В Г и др., в сб. *Теплофизические свойства веществ* Труды VIII Всесоюзной конф., Новосибирск, 1988. (Под ред. В Е Накорякова) Ч. 2 (Новосибирск: Изд. Института теплофизики СО АН СССР, 1989) с. 41
222. Фортвов В Е, Дремин А Н, Леонтьев А А *ТВТ* **13** 1072 (1975)
223. Fortov V E et al., in *Physics of Strongly Coupled Plasmas* (Eds H M van Horn, S Ichimaru) (Rochester: Univ. of Rochester, 1993) p. 177
224. Пяллинг А А и др. *ТВТ* **36** (1) 34 (1998)
225. Gryaznov V K et al., in *High Energy Density in Matter Produced by Heavy Ion Beams*. Annu. Rep. (Darmstadt: GSI, 1997) p. 16
226. Модель И Ш *ЖЭТФ* **32** 714 (1957)
227. Кормер С Б *УФН* **94** 641 (1968)
228. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **48** 1033 (1965)
229. Кормер С Б, Синецый М В, Куряпин А И *ЖЭТФ* **55** 1626 (1968)
230. Зельдович Я Б, Кормер С Б, Урлин В Д *ЖЭТФ* **55** 1631 (1968)
231. Григорьев Ф В и др. *ЖЭТФ* **88** 1271 (1985)
232. Urlin V D, Mochalov M A, Mikhailova O L *High Pressure Res.* **8** 595 (1992)
233. Radosky H B, Ross M *Phys. Lett. A* **129** 43 (1988)
234. Кормер С Б, Юшко К Б, Кришкевич Г В *Письма в ЖЭТФ* **3** 64 (1966)
235. Зельдович Я Б и др. *ДАН СССР* **158** 1057 (1964)
236. Юшко К Б, Кришкевич Г В, Кормер С Б *Письма в ЖЭТФ* **7** 12 (1968)
237. Walsh J M, Rice M H *J. Chem. Phys.* **26** 816 (1957)
238. Mitchell A C, Nellis W J *J. Chem. Phys.* **76** 6273 (1982)
239. Альтшулер Л В, Баканова А А, Трунин Р Ф *ДАН СССР* **121** 67 (1958)
240. Зельдович Я Б и др. *ДАН СССР* **138** 1333 (1961)
241. Кормер С Б, Юшко К Б, Кришкевич Г В *ЖЭТФ* **54** 1640 (1968)
242. Баканова А А и др. *ЖЭТФ* **68** 1099 (1975)
243. Волков Л П и др. *Письма в ЖЭТФ* **31** 546 (1980)
244. Подурец М А и др. *ЖЭТФ* **62** 710 (1972)
245. Якушев В В и др., в сб. *Детонация. Химические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах* (Под ред. Ф И Дубовицкого) (Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978) с. 116
246. Шарипджанов И И, Альтшулер Л В, Брусникин С Е *ФГВ* **19** (5) 149 (1983)
247. Walsh J M, Rice M H *J. Chem. Phys.* **26** 824 (1957)
248. Кузнецов Н М *ПМТФ* (10) 112 (1961)
249. Трунин Р Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ. Земли* (12) 37 (1987)
250. Бушман А В, Ломоносов И В, Фортвов В Е *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии* (Черноголовка, 1992)
251. Бушман А В, Фортвов В Е *УФН* **140** (2) 177 (1983)
252. Давыдов Б И *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.* (12) 1411 (1956)
253. Жарков В Н, Калинин В А *Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах* (М.: Наука, 1968)
254. Альтшулер Л В, Брусникин С Е, Кузьменков Е А *ПМТФ* (1) 134 (1987)
255. Jones A H, Isabell W M, Maider C J *J. Appl. Phys.* **37** 3493 (1966)
256. Кормер С Б, Урлин В Д *ДАН СССР* **131** 542 (1960)
257. Кормер С Б, Урлин В Д, Попова Л Т *ФТТ* **3** 2132 (1961)
258. Ващенко В Я, Зубарев В Н *ФТТ* **5** 886 (1963)
259. Урлин В Д, Иванов А А *ДАН СССР* **149** 1303 (1963)
260. Gilvargy J J *Phys. Rev.* **96** 964 (1954)
261. Копышев В П *ПМТФ* (1) 119 (1971)
262. Медведев А Б *Вопр. атомной науки и техн. Сер. теор. и прикл. физ.* (1) 12 (1992)
263. Никифоров А Ф, Новиков В, Уваров В Б *Вопр. атомной науки и техн. Методики и программы численного решения задач мат. физики* (4) 16 (1979)
264. Синько Г В *ТВТ* **2** 1041 (1983)
265. Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортвов В Е *Письма в ЖТФ* **8** 1378 (1982)
266. Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортвов В Е, в кн. *Уравнение состояния* (Под ред. В Е Фортвова, А Д Рахеля) (М.: Изд. ИВТАН, 1995) с. 38
267. Фортвов В Е, Якубов И Т *Неидеальная плазма* (М.: Энергоатомиздат, 1994)
268. Жерноклетов М В, Зубарев В Н, Трунин Р Ф, Фортвов В Е *Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии* (Черноголовка: ИХФЧ РАН, 1996)

Development of high-pressure dynamical measurement techniques in Russia

L.V. Al'tshuler, V.E. Fortov, A.I. Funtikov
Pulsed Thermal Physics Research Centre, Russian Academy of Sciences
 Izhorskaya ul. 13/19, 127412 Moscow, Russia
 Tel. (7-095) 485-79 88
 Fax (7-095) 485-79 90

R.F. Trunin, V.D. Urlin
Russian Federal Nuclear Centre – All-Russian Scientific-Research Centre of Experimental Physics
 Sarov, Nizhni-Novgorod Region, 607190 Russia
 Tel. (7-83130) 450-09
 Fax (7-83130) 459-58

In the mid-1950s, experimental studies of condensed matter at ultrahigh pressures (i.e., high energy densities) started to appear in the literature, made possible by using high-power shock waves for affecting the state of a material studied. Russia's Federal Nuclear Centers in Sarov and Snezhinsk and their Academy of Sciences counterparts in Moscow, Chernogolovka, and Novosibirsk were instrumental in developing dynamical measurement techniques and applying them to the study of extreme states of matter.

PACS numbers: **28.70.+y**, **47.40.-x**, 62.20.Fe

Bibliography — 268 references

Received 2 September 1998