

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9

ДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ**В. Е. Фортюв**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	361
2. Принципы динамической генерации и диагностики плазмы	364
3. Динамическое сжатие плазмы цезия	370
4. Сжатие инертных газов мощными ударными волнами	373
5. Физические свойства неидеальной бoльцмановской плазмы	379
а) Термодинамические свойства (379). б) Электропроводность (383). в) Оптические характеристики плазмы (387).	
6. Изотропическое расширение ударно-сжатых металлов	389
7. О плазменных фазовых переходах	396
8. Генерация сверхплотной плазмы в ударных волнах	410
Цитированная литература	416

1. ВВЕДЕНИЕ

Поведение плазмы — наиболее распространенного состояния вещества в природе — в условиях сильного межчастичного взаимодействия всегда привлекало внимание исследователей большим разнообразием и необычностью физических свойств. Неидеальная плазма реализуется и определяет физические свойства вещества в широкой области фазовой диаграммы, простираясь от твердого тела и жидкости вплоть до нейтрального газа, включая фазовые границы кипения и плавления, а также область перехода «металл — диэлектрик» в неупорядоченных системах^{1,2}.

В последнее время обострился и чисто прагматический интерес к изучению плазмы высокого давления в связи с реализацией ряда ответственных энергетических проектов и устройств, действие которых основано на импульсной локальной концентрации энергии в плотных средах. Неидеальная плазма представляется перспективным рабочим телом в мощных МГД-генераторах, энергоустановках³ и ракетных двигателях⁴ с газофазным реактором, в устройствах плазмохимической промышленной технологии⁵. Неидеальная плазма возникает при ядерных взрывах⁶, при взрывном испарении лайнеров пинчей и магнитокомпультивных генераторов⁷, при воздействии мощных ударных волн, лазерного излучения, электронных пучков на конденсированное вещество⁸ и во многих других случаях. При изучении тяжелых планет-гигантов Солнечной системы исследователям также придется столкнуться с неидеальной плазмой, образующейся при гиперзвуковом движении космических аппаратов в плотных атмосферах этих планет⁹. Особая потребность в физических характеристиках плотной плазмы возникает при реализации идеи импульсного термоядерного синтеза, осуществляемого путем лазерного, электронного, ионного или взрывного обжатия сферических мишеней^{10,239}.

Данные обстоятельства являются мощным и постоянно действующим стимулом активизировавшихся в последнее десятилетие теоретических и экспериментальных работ по исследованию влияния неидеальности на физические свойства плазмы.

Обсуждению теоретических методов описания неидеальной плазмы посвящено значительное количество обзоров и монографий (см., например, ^{1, 2, 5, 11-16, 195, 204}). Физические свойства плазмы радикальным образом упрощаются при экстремально высоких давлениях и температурах, где кинетическая энергия значительно превосходит энергию межчастичного взаимодействия и в полной мере применимы модели однородного вырожденного или бальцмановского идеальных газов. Слабое межчастичное взаимодействие может быть затем учтено методами теории возмущений в рамках классического (теория Дебая — Хюккеля) или квазиклассического (теория Томаса — Ферми) приближений к методу самосогласованного поля. В неидеальной плазме энергия взаимодействия сравнима или превосходит кинетическую энергию движения частиц, делая невозможным применение аппарата теории возмущений ¹² к таким системам, а также затрудняя корректный выбор псевдопотенциала электрон-ионного взаимодействия при использовании безпараметрических методов Монте-Карло ¹⁴. Для сильно взаимодействующей плазмы пока не сформулированы адекватные кинетические уравнения, так как здесь не удается однозначно разделить характерные элементарные времена процессов, а временная эволюция системы под действием внешнего поля, возможно, уже не описывается марковским процессом ¹⁵. Поэтому для анализа физических свойств неидеальной плазмы приходится пользоваться сугубо качественными, эвристическими моделями ^{1, 2}, основанными на экстраполяциях, полученных для разреженной плазмы представлений о роли коллективных и квантовых эффектов при кулоновском взаимодействии, предсказывающими появление принципиально новых физических эффектов типа металлизации ^{12, 13} и кластеризации ^{16, 194} плазмы, а также образование неизвестных ранее экзотических плазменных фаз ^{1, 2, 5}. Естественно, что экспериментальная проверка этих предсказаний является одной из наиболее актуальных и увлекательных задач современной физики плазмы.

Основная сложность генерации неидеальных плазменных состояний вызвана необходимостью высоких локальных концентраций энергии в плотных средах. Развиваемые при этом давления и температуры, как правило, значительно превосходят термостойкие пределы конструкционных материалов установок, что заставляет проводить эксперименты в форсированном импульсном режиме на высоком уровне мощности. Дополнительные сложности, возникающие при изучении неидеальной плазмы, вызваны почти полной неразработанностью методов диагностики ввиду оптической непрозрачности такой плазмы и условности разделения электронов на свободные и связанные.

Эти трудности в различной мере удалось преодолеть лишь в самое последнее время. В результате сформировались два ярко выраженных направления — электрические и динамические методы генерации неидеальной плазмы. В первом из них, ставшем в физике плазмы классическим, плазма возникает в результате джоулева нагрева вещества при пропускании через него импульсов электрического тока, а для удержания плазмы используются массивные твердые стенки капилляров, либо газ высокого давления. Достигнутые в этом направлении успехи обстоятельно проанализированы в недавних обзорах ¹⁷⁻¹⁹.

Альтернативные электрическим, динамические методы основаны на кумуляции энергии в исследуемом веществе либо в результате вязкой

диссипации во фронте ударных волн, которые вызывают его сжатие, ускорение и необратимый разогрев, либо в результате адиабатического изменения давления среды. Не проводя здесь детального сопоставления электрических и динамических методик, отметим, что высокая чистота и однородность исследуемого объема, отсутствие электрических и магнитных полей, затрудняющих диагностику и вызывающих развитие разнообразных неустойчивостей в плазме, высокая воспроизводимость результатов, возможность достижения экстремально высоких параметров делают динамические методы удобным способом получения и исследования физических свойств сильнонеидеальных сред в экстремальных условиях. Кроме того, использование общих законов сохранения массы, импульса и энергии сводит (гл. 2) регистрацию термодинамических характеристик плазмы к фиксации кинематических параметров движения ударных и контактных разрывов, что является дополнительным существенным преимуществом динамических методов.

Использование ударных волн в физике высоких давлений позволило получить в контролируемых условиях давления конденсированного вещества в сотни тысяч — миллионы атмосфер и провести при этом обширные термодинамические, оптические и электрофизические ²⁰⁻²⁴ исследования. Применение этих методов в физике неидеальной плазмы дало возможность существенно продвинуться по шкале плазменных давлений и температур и сделало объектом лабораторных исследований состояния с чрезвычайно высокими концентрациями энергии. Таким образом были проведены физические измерения в недоступной для традиционных методов плазменного эксперимента части фазовой диаграммы.

Настоящий обзор — попытка критически систематизировать полученные в последнее время результаты экспериментальных исследований неидеальной плазмы динамическими методами. Будет рассмотрено три метода динамической генерации неидеальной плазмы — ударное и адиабатическое сжатие (гл. 3, 4, 8), а также метод адиабатического расширения (гл. 6) ударно сжатого вещества.

Метод ударного сжатия является наиболее эффективным для изучения невырожденной плазмы веществ, являющихся в исходном состоянии газами. Комбинация подогреваемых пневматических, электроразрядных и взрывных ударных труб дала информацию о термодинамических, электрофизических и оптических свойствах плазмы при давлениях до 110 кбар, электронных концентрациях $\sim 10^{23}$ см⁻³ и плотностях до 4,5 г/см³, превосходящих в 1,5 раза кристаллографическую плотность ксенона. В таких условиях энергия кулоновского взаимодействия на порядок превосходит кинетическую энергию движения частиц, так что с физической точки зрения такая плазма напоминает жидкость, отличаясь от нее более сложным спектром межчастичных взаимодействий. Поведение плазмы при ультрамегабарных давлениях привлекает сейчас повышенный интерес с точки зрения выяснения роли оболочечных эффектов и установления нижней границы применимости квазиклассических моделей уравнения состояния. Для достижения этого диапазона давлений сейчас применяются ядерные взрывы ^{6,177}, лазерное излучение и быстрый электровзрыв металлических фольг (гл. 8).

Методы ударного и изэнтропического сжатия дают возможность получать высокие давления и температуры в среде повышенной плотности и в силу термодинамических ограничений не позволяют исследовать кривую кипения и околоскритические состояния металлов. Для получения плазмы с плотностью, меньшей твердотельной, эффективным является метод изэнтропического расширения металлов (гл. 6), предварительно сжатых во фронте мощных ударных волн. Этот способ позволяет исследо-

вать широкую область фазовой диаграммы металлов, от сильносжатой металлической жидкости вплоть до идеального газа, включая область неидеальной вырожденной и бoльцмановской плазмы и окрестность критической точки.

Результаты фиксации изэнтроп разгрузки явились основой для построения широкодиапазонных уравнений состояния и, кроме того, позволили более определенно судить о качественном виде фазовой диаграммы вещества при высоких давлениях и температурах. Для сильно неидеальной плазмы этот вопрос не является тривиальным, поскольку имеются многочисленные предсказания^{2, 5, 12, 13, 189, 197} экзотических фазовых переходов, обусловленных превращением «металл-диэлектрик», а также сильным взаимодействием заряженных частиц между собой и с нейтралами. Относящиеся сюда экспериментальные работы мы кратко рассмотрим в гл. 7.

2. ПРИНЦИПЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ И ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

В плазме с развитой ионизацией взаимодействие между заряженными частицами является доминирующим по сравнению с другими видами неидеальности — «заряд — нейтрал», «нейтрал — нейтрал» — и характеризуется отношением $\Gamma = \epsilon_e / \epsilon_K$ средней энергии кулоновского взаимо-

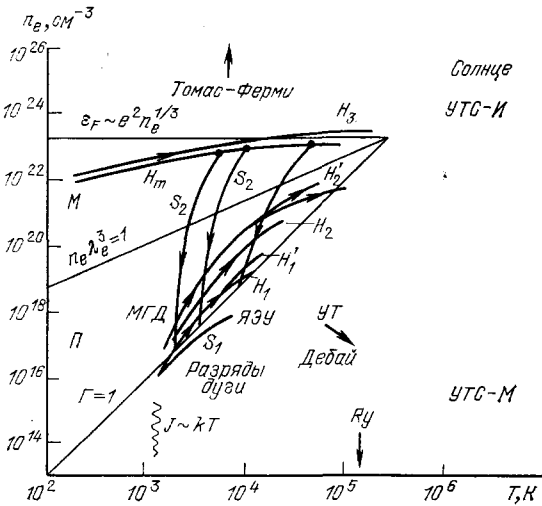


Рис. 1. Области существования неидеальной плазмы.

М — металлы, П — полупроводники, МГД — магнитогидродинамические генераторы, ЯЭУ — ядерные энергетические установки с плазменным реактором, УТ — ударные трубы, УТС-И, УТС-М — установки управляемого термоядерного синтеза с инерционным и магнитным удержанием. Волнистой линией отмечено начало ионизации; стрелки указывают направление уменьшения межчастичного взаимодействия и упрощения физического описания свойств плазмы. Эксперимент: H_1 , H_1' — сжатие плазмы цезия прямыми и отраженными ударными волнами, S_1 — адиабатическое сжатие цезия (гл. 3); H_2 , H_2' — сжатие инертных газов прямыми и отраженными ударными волнами (гл. 4); H_3 — сжатие сплошных и H_m пористых металлов ударными волнами (гл. 8), S_2 — адиабатическое расширение ударно-сжатых металлов (гл. 6).

действия $\epsilon_e = ze^2 / \rho_e$ (ρ_e — радиус экранирования) к кинетической энергии частиц ϵ_K . Вырождение плазмы определяется параметром $e\lambda^3$, где $\lambda = \sqrt{\hbar^2 / 2\pi m k T}$ — тепловая дебройлевская длина волны. В разреженной высокотемпературной плазме (рис. 1) кулоновское взаимодействие мало, $\Gamma \ll 1$, и его вклад может быть вычислен по теории возмущений в виде поправок¹² к модели идеального бoльцмановского газа ($e\lambda^3 \ll 1$) — область «Дебай» на рис. 1. Изотермическое сжатие такой плазмы при $T < Ry = e^4 m / 2\hbar^2 = 150\,000$ К приводит к росту энергии кулоновского взаимодействия, которая после пересечения с прямой $\Gamma = 1$ превосходит кинетическую энергию движения частиц. Это обстоятельство затрудняет теоретическое описание неидеальной плазмы, делая невозможным применение теории возмущений и заставляя пользоваться качест-

венными физическими моделями. Дальнейшее сжатие плазмы вызывает увеличение неидеальности, но только до определенного предела. Дело в том, что с ростом плотности на границе $n\lambda^3 = 1$ происходит вырождение электронов; масштаб кинетической энергии является энергия Ферми $\epsilon_F = \hbar^2 n_c^{2/3} / 2m_e$, которая растет с увеличением плотности плазмы. Поэтому вырожденная электронная плазма становится все более идеальной по мере сжатия и для ее описания выше границы $\epsilon_F \sim e^2 n_c^{1/3}$ применима модель квазиоднородного электронного ферми-газа, с учетом эффектов взаимодействия либо в рамках асимптотических теорий^{2,12}, либо по ячеечной модели Томаса — Ферми¹¹, учитывающей наличие положительно заряженных ядер. Таким образом, для последовательного теоретического анализа доступными являются лишь состояния с экстремально высокими давлениями и температурами, расположенными на периферии фазовой

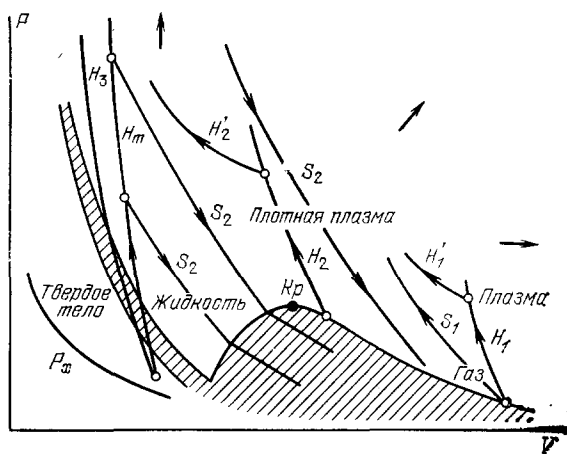


Рис. 2. Схема, поясняющая принципы динамической генерации плазмы.

P_x — граница максимальных сжатий вещества — кривая «холодного» ($T=0$) сжатия. Двухфазные области при плавлении и испарения заштрихованы. K_p — критическая точка. Кружки — исходные состояния среды. Остальные обозначения как на рис. 1.

диаграммы вещества. Мы видим, что область существования неидеальной плазмы оказывается ограниченной и расположенной на рис. 1 внутри треугольника $\epsilon_F \sim e^2 n^{1/3} \div \Gamma \sim 1$, верхняя часть которого относится к вырожденной, нижняя к бoльцмановской плазме*), а максимально достижимые значения параметра неидеальности являются конечными и не превосходят нескольких единиц.

На реальной PV -диаграмме состояний неидеальная плазма занимает чрезвычайно широкую область (рис. 2), непосредственно примыкая и фактически вторгаясь¹² в область конденсированного состояния, где количественное описание затруднено, так как определяется конкретными электронными спектрами атомов и молекул. Поэтому приоритет здесь принадлежит экспериментальным и в первую очередь динамическим²⁰⁻²⁴ методам, позволившим ранее выполнить изящные измерения термодинамических, оптических и электрофизических свойств конденсированного вещества в мегабарном диапазоне давлений. Методы современного высокотемпературного эксперимента дали возможность продвинуться в район кривой кипения и окрестность критической точки легкокипящих металлов Hg, Cs, Rb^{17,18} и исследовать область жидкой фазы при $P \ll 4$ кбар- $T \ll 5 \cdot 10^3$ К²⁵. Однако у подавляющего большинства других металлов (составляющих около 80% всех элементов периодической системы) сейчас

*) Кулоновское взаимодействие мало и при температурах, меньших потенциала ионизации $T < J$ ввиду слабой термической ионизации плазмы, приводя к оптимальным условиям при генерации бoльцмановской плазмы, вызванными ее перегревом (см. рис. 6).

Таблица I

Источники энергии и экспериментальные устройства,
применяемые в физике высоких концентраций энергий

Первичный источник энергии	Конечная форма	Плотность энергии МДж/см ³	Температура, эВ	Давление, бар	Полная энергия, МДж	Длительность, с	Мощность, Вт
Химические ВВ		10 ⁻²	0,5	5·10 ⁵	10 ²	10 ⁻⁷	10 ¹⁰ (на см ²) 10 ¹²
	Металлические пластины	0,8	6,0	10 ⁷	3	10 ⁻⁶	10 ¹²
	Магнитное поле 1 МЭ	4·10 ⁻³	0,3	5·10 ⁴	5	10 ⁻⁶	5·10 ¹²
	Магнитное поле 25 МЭ	2,5	200	2,5·10 ⁷	1	10 ⁻⁷	10 ¹³
	Взрывные генераторы плазмы	10 ⁻²	60	10 ⁹	30	10 ⁻⁶	10 ¹²
Ядерные ВВ		10 ⁴	10 ⁷	10 ¹⁰	10 ¹¹	10 ⁻⁶	10 ²²
	Нейтронный нагрев	10	50	2·10 ⁷	10 ³	10 ⁻⁶	10 ¹⁵
	Ударные волны в твердом теле	5	50	5·10 ⁷	10 ⁴	3·10 ⁻⁶	10 ¹⁵
	Ударные волны в газе	0,3	40	2·10 ⁵	10 ⁷	10 ⁻⁵	10 ¹⁸
Сжатый газ	Адиабатическое сжатие	2·10 ⁻⁵	0,3	150	10 ³	6·10 ⁻³	10 ⁸
	Ударные пневматические трубы	10 ⁻⁴	1	250	10 ⁻²	10 ⁻⁴	3·10 ⁸
	Ударные трубы на горении	10 ⁻⁶	2	10	2·10 ⁻²	3·10 ⁻¹	10 ⁸
	Ударные трубы, электрический разряд	10 ⁻⁷	2	1	10 ⁻²	10 ⁻⁴	10 ⁸
Конденсатор		10 ⁻⁷	—	—	40	10 ⁻⁵	10 ¹²
Роторная машина		10 ⁻³	—	—	500	10 ⁻⁴	10 ¹²
Индукционный накопитель		10 ⁻⁴	—	—	200	10 ⁻⁴	10 ¹²
Аккумулятор		5·10 ⁻⁴	—	—	1000	10 ⁻³	10 ¹²
	Быстрый взрыв проводочек	5·10 ⁻²	4	10 ⁵	10 ⁻³	10 ⁻⁶	10 ⁹
	Медленный взрыв проводочек	2·10 ⁻²	0,5	5·10 ²	10 ⁻³	10 ⁻⁴	10 ⁷
	Импульсные разряды	10 ⁻³	10	10 ¹	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁹
	Плазменный фокус	10 ⁻²	1000	10	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵	10 ¹⁰
	Дуги высокого давления	10 ⁻⁵	2	10 ⁴	10 ⁻⁴	Стац.	10 ⁴
	Печные эксперименты	10 ⁻³	0,3	5·10 ³	10 ⁻³	Стац.	10 ³
	Лазер		10 ⁻⁶	—	—	0,5·10 ⁻³	10 ⁻¹⁰
Электронный пучок	Мишень	10 ⁴	5·10 ⁴	10 ⁸	0,5	10 ⁻¹⁰	10 ¹³
	Мишень	10 ⁻⁶	—	—	1	10 ⁻⁸	10 ¹³
	Мишень	510	5·10 ³	10 ⁷	0,1	10 ⁻⁸	10 ¹³

не только не найдены критические параметры, но и не выяснен качественный вид фазовой диаграммы, так как в большей своей части она занята недоступной для традиционной техники эксперимента областью неидеальной плазмы.

Для получения плазмы с сильным межчастичным взаимодействием необходимо обеспечить значительное энерговыделение в среде повышенной плотности. Развиваемые при этом давления и температуры, как правило, значительно превосходят термочностные пределы конструкционных материалов установок, так что такую плазму удается сохранить в течение короткого времени, определяемого ее инерционным разлетом. Это заставляет проводить эксперимент в форсированном импульсном режиме на высоком уровне мощности, а соответствующие экспериментальные установки должны обеспечить быстрый подвод энергии к исследуемому объекту, имеющему достаточные для уверенной диагностики геометрические размеры. Имеющиеся возможности для генерации плазмы представлены в табл. I, где приведены характерные (не обязательно максимальные) параметры источников энергии, применяемые для сжатия и разогрева вещества. При этом в силу отмеченных в гл. 1 ограничений на вырождение и перегрев плазмы экстремальные параметры табл. I вовсе не соответствуют максимальным эффектам кулоновской неидеальности.

Динамические методы генерации основаны на гидродинамических способах разогрева вещества в результате вязкой диссипации энергии во фронте ударных волн, либо в результате адиабатического сжатия среды²⁶. К настоящему времени в плазменных исследованиях наибольшее распространение получило три методики: изэнтропическое и ударное сжатие, а также изэнтропическое расширение вещества, предварительное сжатого ударной волной. Использование для возбуждения ударных волн и волн сжатия различных энергетических источников — сжатого, а также разогретого электроразрядом газа, химических²⁰ и ядерных ВВ⁶, мощных лазерных и нейтронных потоков^{6, 219} позволило получить неидеальную плазму в широком диапазоне плотностей от твердотельного до газового, при рекордных давлениях в десятки миллионов атмосфер и максимальных температурах в десятки электронвольт.

Значительное количество этих данных получено с помощью ударных волн, сжимающих и необратимо разогревающих твердое либо газообразное вещество. Последний случай особенно удобен для получения сильнонеидеальной больцмановской плазмы (гл. 3—5), образуемой при ударном сжатии газов высокого давления, исходные состояния которых находятся (см. рис. 2) в окрестности кривой насыщения (цезий, аргон), либо даже при сверхкритических условиях (ксенон). Регистрируя состояние однократного H - и двукратного H' -сжатия, удается получить плазму сверхкритических параметров в интервале давлений P до 110 кбар и температур T до 10^5 К и проникнуть со стороны «газовой» фазы в область конденсированного состояния. Адиабатическое сжатие насыщенных паров цезия (S_1 ; см. рис. 2) дает возможность (гл. 3) достигнуть меньших разогревов плазмы, где преобладающим является взаимодействие зарядов с нейтралами. Сжатие металлов сильными ударными волнами^{20–24}, возникающими при детонации конденсированных ВВ, переводят металл в состояние с давлением до 5—10 Мбар и температурой десятки тысяч градусов, когда металл расплавлен и по существу реализуется неупорядоченная электронная плазма, в которой электронная компонента является вырожденной или частично вырожденной.

Применение мощных взрывов^{27–32}, нейтронного излучения, возникающего при подрыве ядерных устройств⁶, а также концентрированного лазерного излучения^{171–173, 219}, увеличивает давление до десятков — сотен

мегабар, являясь основой для экстраполяционных проверок квазиклассических теорий^{11,31}.

Характерная особенность техники ударных волн состоит в том, что она позволяет получать высокие давления и температуры в сжатых средах, в то время как область пониженных плотностей плазмы (включая кривую кипения и окрестность критической точки) оказывается недоступной для таких методов. Исследовать промежуточное между твердым телом и газом состояние плазмы позволяет метод изэнтропического расширения (гл. 6), основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества (S_2 ; см. рис. 2), предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте интенсивной ударной волны. Таким образом удалось исследовать свойства металлов в обширной части фазовой диаграммы от сильносжатого конденсированного состояния вплоть до идеального газа, включая область вырожденной и бальцмановской низкотемпературной плазмы, околоскритические и двухфазные состояния, а также область перехода «металл — диэлектрик».

Динамические методы диагностики основаны²⁰ на использовании связи термодинамических свойств исследуемой среды с наблюдаемыми в эксперименте гидродинамическими явлениями²⁶. В общем виде эта связь выражается системой нелинейных (трехмерных по пространственной координате) дифференциальных уравнений нестационарной газовой динамики, полное решение которой находится за пределами возможностей даже наиболее мощных современных ЭВМ*). По этой причине в динамических исследованиях стремятся использовать^{20,26} автомодельные решения типа стационарной ударной волны и центрированной волны разрежения Римана, выражающие законы сохранения в простой алгебраической или интегральной форме. При этом для возможности применения этих простых решений в эксперименте должны быть обеспечены условия автомодельности соответствующих режимов течения.

При распространении по веществу стационарного ударного разрыва на его фронте выполняются законы сохранения массы, импульса и энергии²⁶:

$$\begin{aligned} \frac{V}{V_0} &= \frac{D-u}{D}, & P &= P_0 + \frac{Du}{V_0}, \\ E - E_0 &= \frac{1}{2} (P + P_0) (V_0 - V), \end{aligned} \quad (2.1)$$

позволяющие по регистрации любых двух из пяти параметров P , E , V , D , u , характеризующих ударный разрыв, найти гидродинамические и термодинамические характеристики вещества. Наиболее легко и точно базисными методами регистрируется скорость ударной волны D . Выбор второго измеряемого параметра зависит от конкретных условий эксперимента.

Анализ погрешностей входящих в (2.1) величин показывает³³, что в случае сильносжимаемых («газовых») сред целесообразно осуществлять регистрацию плотности $\rho = v^{-1}$ ударно-сжатого вещества. В настоящее время разработана методика таких измерений, основанная на фиксации поглощения плазмой цезия (гл. 3), аргона (гл. 4) и воздуха (гл. 7) «мягкого» рентгеновского излучения. При меньшей сжимаемости системы (конденсированные среды) приемлемые точности обеспечиваются²⁰ путем регистрации массовой скорости движения u . Таким образом находились состояния вырожденной плазмы металлов²⁰ и плотной бальцмановской

*) В¹⁷² для сравнения с измерениями использованы результаты двумерных численных расчетов.

плазмы аргона и ксенона (гл. 4). В опытах по адиабатическому сжатию^{34,35} измеряют давление и плотность, что с учетом условия адиабатичности соответствует

$$E = \int_{V_0}^V P dV.$$

В экспериментах по фиксации кривых изэнтропического расширения ударно-сжатого вещества (гл. 6) состояния в центрированной волне разгрузки описываются интегралами Римана²⁶:

$$V = V_n + \int_P^{P_n} \left(\frac{du}{dP} \right)^2 dP, \quad E = E_n - \int_P^{P_n} P \left(\frac{du}{dP} \right)^2 dP, \quad (2.2)$$

которые вычисляются вдоль измеренной изэнтропы $P = P(u)$. Проводя регистрацию при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн, можно определить калорическое уравнение состояния $E = E(P, V)$ в области фазовой диаграммы, перекрытой адиабатами Гюгонио или (и) Пуассона.

Таким образом, динамические методы диагностики, основываясь на общих законах сохранения, позволяют свести задачу определения калорического уравнения состояния $E = E(P, V)$ к измерению кинематических параметров движения ударных волн и контактных поверхностей, т. е. к регистрации расстояний и времен, что может быть выполнено с высокой точностью. Внутренняя энергия, однако, не является термодинамическим потенциалом по отношению к переменным PV , и для получения замкнутого термодинамического описания системы необходимо знание дополнительной зависимости температуры $T = T(P, V)$. В оптически прозрачных и изотропных средах (газы, гл. 4) температура измеряется совместно с другими параметрами ударного сжатия. Конденсированные среды и, в первую очередь, металлы, как правило, непрозрачны, так что световое излучение ударно-сжатой среды недоступно для регистрации.

Термодинамически полное уравнение состояния может быть построено непосредственно по результатам динамических измерений без введения априорных соображений о свойствах и характере исследуемого вещества^{26,38}. Исходя из первого закона термодинамики и известной из эксперимента зависимости $E = E(P, V)$, легко получить линейное неоднородное дифференциальное уравнение для $T(P, V)$:

$$\left[P + \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_P \right] \frac{\partial T}{\partial P} - \left(\frac{\partial E}{\partial P} \right)_V \frac{\partial T}{\partial V} = T, \quad (2.3)$$

решение которого строится методом характеристик:

$$\frac{\partial P}{\partial V} = - \frac{P + E'_V}{E'_P}, \quad \frac{\partial T}{\partial V} = - \frac{T}{E'_P}, \quad (2.4)$$

или

$$E = E_0 \exp \left[- \int_{V_0}^V \gamma(V, E) d \ln V \right], \quad (2.5)$$

$$T = T_0 \frac{PV}{P_0 V_0} \left[- \int_{V_0}^V \left(\frac{\partial \ln \gamma(V, E)}{\partial \ln V} \right)_E d \ln V \right].$$

Уравнения (2.3) — (2.5) дополняются граничными условиями: температура задается в области малых плотностей, где либо возможен ее надежный теоретический расчет (цезиевая плазма; гл. 3), либо температура известна из эксперимента³⁹.

Необходимые для расчета правых частей (2,2) и (2,5) зависимости $E(P, V)$ или $\gamma(P, V)$ находились по экспериментальным данным в форме степенных полиномов и дробно-рациональных функций. Определение точности полученного решения в зависимости от экспериментальных ошибок и погрешностей в начальных данных осуществлялось методом Монте-Карло путем моделирования на ЭВМ вероятностной структуры процесса измерения³⁸.

Термодинамическая универсальность метода дала возможность построить уравнения состояния широкого спектра конденсированных сред, а также применить его для изучения термодинамики неидеальной плазмы цезия на основе экспериментов по ударному^{33,40} и адиабатическому³⁴ сжатию насыщенных паров.

3. ДИНАМИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ ПЛАЗМЫ ЦЕЗИЯ

Цезий обладает наименьшим из практически доступных элементов потенциалом ионизации $\sim 3,89$ эВ, что позволяет получать высокую

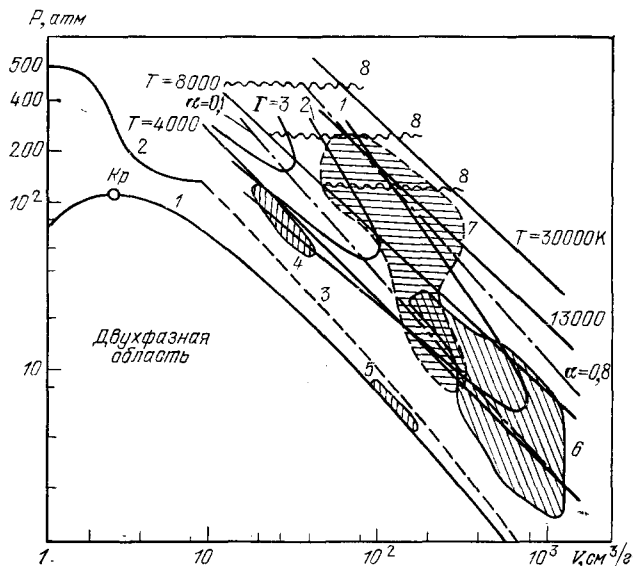


Рис. 3. Фазовая диаграмма цезия.

1 — кривая насыщения; статические эксперименты: 2, 3 — по^{17, 19}, 4 — область изэнтропического сжатия^{34, 35} из начальных состояний (5), сжатие прямой (6) и отраженной (7) ударными волнами, (8) — электровзрыв⁴¹; α — степень ионизации.

концентрацию зарядов n_c при умеренных температурах, обеспечивая тем самым значительную величину параметра неидеальности при относительно невысоких энерговкладах экспериментальных установок. Поэтому этот элемент является наиболее популярным объектом в экспериментах с неидеальной плазмой. Его фазовая диаграмма с доступными для различных методик областями параметров представлена на рис. 3. Динамическая генерация цезиевой плазмы осуществлялась путем адиабатического (состояния 4) и ударного сжатия насыщенных паров во фронте прямой (6) и отраженной (7) ударных волн.

Опыты по динамическому сжатию цезиевых паров выполнены^{33,40,44} на пневматической диафрагменной ударной трубе, схема которой приведена на рис. 4. С целью получения высоких начальных давлений насыщенных паров⁴³, установка длиной ~ 4 м и внутренним диаметром 4,5 см нагревалась до температур ~ 700 °С. Ионизирующая ударная волна возникла при расширении в цезиевый насыщенный пар аргона гелия, или их смесей, предварительно сжатых до давления $\sim 10^3$ бар. Дополнительное увеличение параметров ударно-сжатой плазмы осуществлялось путем использования отраженных от торца трубы ударных волн.

В каждом опыте проводилась независимая регистрация двух механических параметров, характеризующих ударное сжатие. Оптический³³

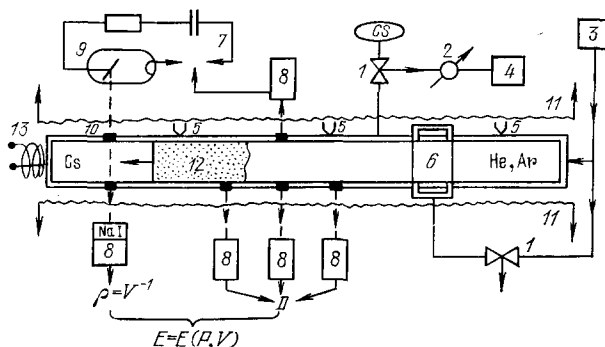


Рис. 4. Схема цезиевой подогреваемой ударной трубы^{33, 40, 47}.

1 — пневмоцилиндр, 2 — система измерения начального давления цезия, 3 — толкающий газ, 4 — объем с жидким цезием, 5 — термометры, 6 — блок диафрагмы, 7 — блок рентгеновского излучения, 8 — фотоумножители, 9 — рентгеновская трубка, 10 — бериллиевые окна, 11 — электрообогреватель, 12 — ударно-сжатая плазма, 13 — катушка измерения электропроводности.

и рентгеновский⁴⁴ базисные методы применялись для определения скорости фронта ударной волны (точность $\sim 1\%$) и контроля стационарности течения ударно-сжатой плазмы. Регистрация плотности плазмы осуществлялась методом импульсной рентгенографии, основанным на измерении ослабления плазмой «мягкого» рентгеновского излучения⁴⁵. Длина волны этого излучения выбиралась из соображений максимальной чувствительности и минимальной статистической погрешности измерительной схемы и составляла $\sim 0,2-0,5$ Å⁴⁵. Полученные⁴⁵ рентгенограммы свидетельствуют об отсутствии заметной конденсации ударно-сжатого цезия⁴⁶ и позволяют определить плотность плазмы с погрешностью 5–10%, что подтверждалось рентгенографированием надежно рассчитываемых ударных волн в ксеноне⁴⁰.

Эксперименты по ударному сжатию цезия проводились в оптимальной, с точки зрения эффектов неидеальности, области параметров (см. рис. 3): $P \sim 1,4 - 200$ бар, $T \sim 2600 - 20\,000$ К, $n_e \sim 5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, где кулоновская неидеальность максимальна: $\Gamma \sim 0,2 - 2,2$. Существенно, что на диаграмме рис. 3 параметры за падающей и отраженной ударными волнами частично перекрываются и в нижней своей части соответствуют квазиидеальной плазме. Это позволяет в полной мере использовать метод расчета температуры по (2.3), так как характеристики (2.4), (2.5) этого уравнения (изэнтропы на рис. 13) целиком лежат в области перекрытой экспериментом, включая область слабоионизованной плазмы $V = 1600$ см³/г, где задаются начальные данные для уравнений (2.3) — (2.5).

Статическая электропроводность ударно-сжатой плазмы цезия измерялась индукционным методом (точность 20–40%) по схеме параллель-

ного колебательного контура ⁴⁷ на частотах 0,2—2 МГц. Катушка индуктивности в виде плоской спирали помещалась в торец ударной трубы (см. рис. 4) и изменяла свою индуктивность под влиянием плазмы, образующейся за фронтом отраженной ударной волны. Эксперименты выполнены при $10 \leq P \leq 150$ бар, $4000 \leq T \leq 25\,000$ К, где кулоновское взаимодействие является преобладающим, $0,3 < \Gamma < 2$. В этих условиях малы эффекты непарности и корреляции атомов, а также кластерные эффекты, что позволяет выделить кулоновскую компоненту электросопротивления и сопоставить ее с теориями (см. ниже, рис. 16). В дальнейшем на этой установке были выполнены измерения ²⁰⁵ коэффициента поглощения плазмы ксенона по методике ^{66,67,76}.

В том случае, если наибольший интерес представляет слабоионизованная плазма с сильным взаимодействием зарядов с нейтралами, эффек-

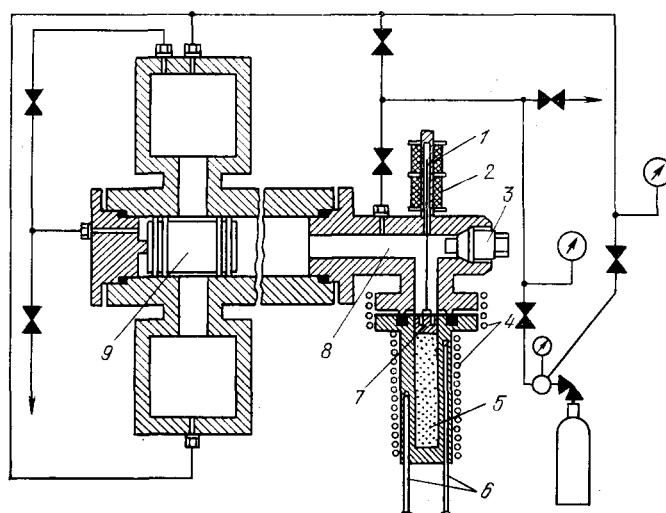


Рис. 5. Схема адиабатической трубы с разгруженным поршнем ³⁴.

1 — шток датчика объема, 2 — датчик объема, 3 — датчик давления, 4 — нагреватели, 5 — капсула с исследуемым цезием, 6 — терпары, 7 — рабочий поршень, 8 — камера, 9 — тяжелый поршень, сжимающий инертный газ.

тивным является метод адиабатического сжатия. В этом методе отсутствуют эффекты необратимости, и поэтому таким образом удается получить пониженные по сравнению с ударно-волновым методом температуры и значительные плотности вещества ^{49,34,35}. При этом сжатие должно осуществляться достаточно «плавно», делая невозможным образование ударных волн, но вместе с тем достаточно «быстро» для исключения эффектов теплообмена. Соответствующие установки разработаны в сороковых годах ⁴⁹ для проведения измерений характеристик сверхплотных газов при температурах до $9 \cdot 10^3$ К и давлениях до 10 кбар. Применение этих методов в физике неидеальной плазмы потребовало существенного изменения схем устройств адиабатического сжатия.

В двухступенчатой адиабатической трубе рис. 5 сжатие цезия осуществляется ³⁴ поршнем 7, перемещающимся в подогреваемой до 1000 °С камере 5. Отсутствие основных источников изменения энтропии — ударных волн и теплообмена — проверялось в специальной серии методических экспериментов на воде и аргоне. Измерение давления и объема газа датчиками 2, 3 совместно с условием изэнтропичности дает $P - V - S$ данные и на основе соотношения $(\partial T / \partial V)_S = - (\partial P / \partial S)_V$ — температуру

плазмы. Эта установка позволила продвинуться в область более высоких по сравнению с печным ^{17,19} температур $T \sim 3-4 \cdot 10^3$ К, $P \sim 50-150$ бар, но концентрация электронов при этом не превосходила $\sim 10^{18}$ см⁻³, так что эффекты неидеальности здесь проявляются слабо. Дело в том, что в этой установке утечка цезия через легкий поршень помешала реализовать основное преимущество адиабатического метода — высокие степени сжатия, которые здесь не превосходили 6, что близко к характерным для ударных волн значениям. Этого недостатка удалось избежать в одноступенчатой трубе ³⁵ с тяжелым поршнем, имеющим развитую поверхность уплотнения. Плотность сжатой плазмы измеряется методом импульсной рентгенографии, электропроводность — индукционным методом, а для регистрации давления предполагается использовать крешерный метод. В первых экспериментах на этой установке проведены измерения электро-сопротивления плазмы при степени сжатия ~ 25 , давлениях до 330—350 бар и температурах $\sim 6100-4900$ К.

4. СЖАТИЕ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ МОЩНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Анализ экспериментов с цезием (гл. 3) выявил значительный вклад связанных состояний в плотной плазме (см. гл. 5), что сделало необходимым расширение исследуемой области параметров и переход к экспериментам с другими химическими элементами. Такая задача потребовала поднятия интенсивности ударных волн и использования для их генерации новых высокоэнтальпийных рабочих тел.

В работах ^{50,51} для генерации плазмы аргона, ксенона и воздуха применялась ударная труба, увеличение энтальпии толкающего газа в которой осуществлялось разрядом батареи конденсаторов с энергией ~ 60 кДж. На этой установке были выполнены детальные измерения термодинамических (фиксация скорости отраженной ударной волны), оптических (измерение нарастания интенсивности излучения) и электрофизических (индукционный метод) свойств сжатой отраженной ударной волны плазмы. Поскольку выбранный способ генерации позволяет получить слабоидеальную плазму $\Gamma \leq 0,2$ при умеренном давлении в десятки атмосфер, в этих экспериментах были зафиксированы лишь первые проявления плазменной неидеальности — небольшой сдвиг потенциала ионизации и фотоионизационного континуума, а также незначительные отклонения электропроводности от спитцеровских значений.

Существенно более высокие параметры получены с использованием мощных конденсированных ВВ ввиду их высокой удельной энергоемкости и скорости ($\sim 10^{-7}$ с) детонационного превращения, позволившим создать установки высокой мощности ($\sim 10^{10}-10^{12}$ Вт). Работа ⁵² является, по-видимому, первым исследованием, где взрывная техника была применена непосредственно для фиксации ударной адиабаты газообразного аргона. Сходная техника затем использовалась в ⁵³ для регистрации ударных адиабат воздуха атмосферного давления с последующим определением на этой основе энергии диссоциации азота. В серии последующих работ взрывные ударные волны в газах применялись при решении разнообразных технических ⁵⁴⁻⁵⁵ и научных ^{57,55,54} задач. Ввиду того, что начальные давления газа в такого рода исследованиях не превосходили 1 бар, эффекты неидеальности здесь не успевали проявляться, да и не являлись предметом исследований в этих работах.

Специальные эксперименты по изучению влияния неидеальности на физические свойства взрывной плазмы были поставлены в начале 70-х годов. В качестве объекта исследования были выбраны инертные газы ввиду того, что исключение затрат энергии на диссоциацию и большой молеку-

лярный вес делает эффективным их разогрев во фронте ударной волны, а отсутствие сложных молекулярных и ионно-молекулярных образований и детальная изученность элементарных процессов существенно облегчают интерпретацию результатов измерений.

Для оценки оптимальных условий эксперимента и выбора принципиальных схем генераторов плазмы были проведены машинные расчеты⁶⁰

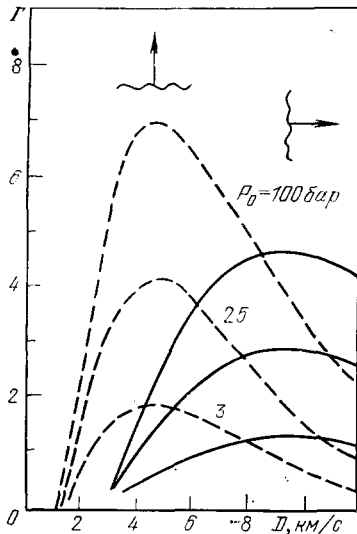


Рис. 6. Зависимость параметра идеальности аргоновой и ксенонной (пунктир) плазмы от скорости ударной волны.

Вертикальная стрелка указывает вырождение, а горизонтальная — перегрев плазмы.

теплофизических и газодинамических характеристик ударных волн в плотных инертных газах. Выяснилось (рис. 6), что оптимальные значения параметра идеальности достигаются при скоростях движения ударных волн D в аргоне $\sim 9 \cdot 10^5$ см/с и в ксеноне $\sim 5 \cdot 10^5$ см/с. При этом увеличение D приводит к перегреву и росту кратности ионизации плазмы, а начального давления — к ее вырождению. Существенно, что эти оптимальные условия могут быть реализованы при простой линейной схеме возбуждения ударных волн, а для получения сильнонагретой многократно ионизованной плазмы необходимо использовать отраженные ударные волны, либо эффекты геометрической кумуляции⁶¹.

Во взрывной линейной ударной трубе (рис. 7)⁶²⁻⁶⁵ ионизирующая ударная волна образуется при расширении в исследуемый газ продуктов детонации конденсированного ВВ. Применение специальным образом профилированной детонационной линзы и выбор соответствующих размеров активного заряда ВВ обеспечивали одномерность и стационарность параметров детонационного фронта при его выходе из

ВВ в исследуемый газ. Полное энерговыделение в каждом эксперименте составляло $\sim 3 \cdot 10^6$ Дж при мощности $\sim 10^{11}$ Вт, что приводило, разумеется, к уничтожению всего устройства и необходимости работы в специально защищенных помещениях с соблюдением мер безопасности. Результаты фотографических, электрофизических и рентгенографических измерений показали одномерность⁶²⁻⁶⁴ и квазистационарность течения плазмы, что обеспечивалось инерционным удержанием ударно-сжатой плазмы массивными стенками канала ударной трубы.

Скорость фронта ударной волны измерялась⁶³ оптическим и электроконтактным базисным методами с помощью скоростных кинокамер и ионизационных датчиков с точностью $\sim 1-1,5\%$. В пределах этой погрешности фронт ионизации совпадал с фронтом свечения ударной волны и положением гидродинамического скачка уплотнения.

Плотность ударно-сжатой аргоновой плазмы регистрировалась с точностью $\sim 8\%$ методом импульсной рентгенографии (гл. 3), не вносящим возмущение в поток плазмы⁶³ и обладающим высоким временным ($\sim 10^{-7}$ с) и пространственным (~ 2 мм) разрешением.

Ввиду прозрачности плазмы перед фронтом ударной волны и малых размеров вязкого скачка уплотнения тепловое излучение имеет возможность беспрепятственно выходить из плазменного объема и дает информацию о равновесной температуре и коэффициентах поглощения ударно-сжатой плазмы^{66, 55}. Интенсивность этого излучения при яркостном

методе регистрации температуры (точность 5—10%) определялась^{63,72} фотометрическим сравнением разверток во времени свечения ударно-сжатой плазмы и эталонных источников света: — лампы-вспышки с яркостной температурой 8600 ± 200 К, импульсного капиллярного источника света с $T = 39\,700 \pm 700$ К и ударной волны в воздухе с $T = 11\,800 \pm 600$ К. Совместная регистрация скорости фронта и плотности определяет в соответствии с законами сохранения (2.1) уравнение состояния неидеальной плазмы $E = E(P, V)$, которое совместно с изме-

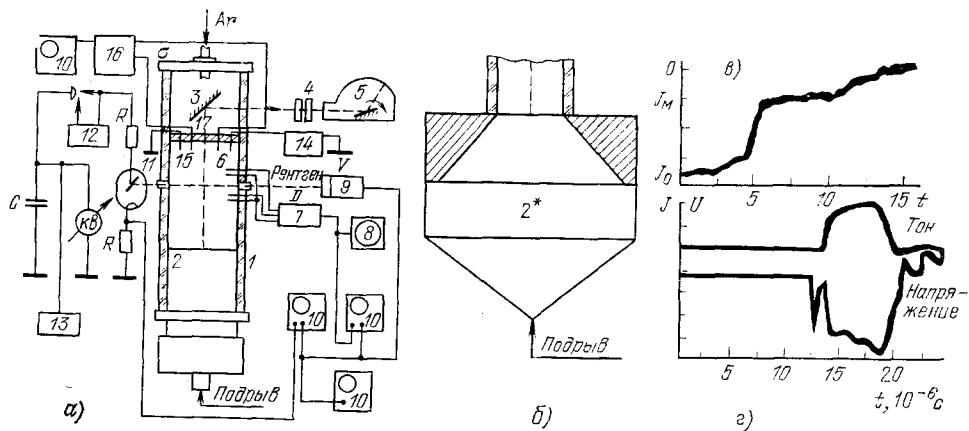


Рис. 7. Схема измерений на взрывном генераторе неидеальной плазмы^{62, 63, 64}.

а) 1 — канал генератора, 2 — заряд ВВ, 3 — зеркало, 4 — фильтр и ослабитель, 5 — скоростная кинокамера, 6 — зонды для измерения скорости фронта ударной волны, 7 — питание электродов, 8 — осциллограф регистрации скорости, 9 — ФЭУ с сцинтиллятором NaI, 10 — сциллографы, 11 — рентгеновская трубка, 12 — блок управления рентгеном, 13 — питание рентгена, 14 — источник постоянного тока, 15 — потенциальные и токовые зонды для регистрации электропроводности, 16 — дифференциальный усилитель. В опытах с отраженной ударной волной⁶⁵ устанавливалась плексигласовая преграда 17. В опытах с кумулятивными устройствами^{68, 69} конструкция активного заряда 2 была изменена (б), рентенограмма плотности — (г) ток и напряжение (з).

ренной зависимостью $T = T(P, V)$ представляет собой термодинамически полную информацию о плазме аргона при $P \sim 1,6-5,8 \cdot 10^3$ бар, $T \sim 15,5-23 \cdot 10^3$ К, $\Gamma \sim 1,3-2,2$; $n_e \sim 1,5-3,5 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

Электропроводность является существенной характеристикой плазмы, несущей ценную информацию о ее структуре и элементарных процессах. Ввиду высокого уровня электропроводности, ее измерение^{64, 65, 68, 69} осуществлялось зондовым методом рис. 7, обладающим высоким пространственным разрешением и относительной простотой реализации в условиях однократного динамического эксперимента. С целью устранения искажающего влияния приэлектродных электрических слоев, вызванных протеканием через плазму мощного (~ 1 кА) транспортного тока, применялась четырехточечная схема, разделяющая функции измерительных и подводящих ток к плазме электродов. Зафиксированный в опытах линейный характер вольтамперных характеристик показывает, что разработанная схема диагностики не приводит к нарушению изотермичности ($T_i = T_e$) плазмы и устраняет влияние приэлектродных эффектов — основного недостатка зондовых методов в плотной плазме. Характерная осциллограмма транспортного тока и напряжения представлена на рис. 7, в, з, где хорошо видна «пробка» ударно-сжатой плазмы.

Экстремально высокие плотности плазмы были получены путем сжатия околокритических состояний ксенона в прямой и отраженной ударных волнах⁶⁵. Для этого на расстоянии 7 см от среза заряда (рис. 7) помещалась плексигласовая преграда, взаимодействие с которой плазменного сгустка

создавало отраженную ударную волну, дополнительно сжимающую и разогревающую плазму ксенона. При этом в плексигласовой преграде возникла ударная волна, фиксация скорости которой позволяет определить²⁸ давление, плотность и энтальпию ксенона после его двойного сжатия — точка 10 на рис. 8. Непротиворечивое описание этих термодинамических данных осуществлено «химической»¹ моделью

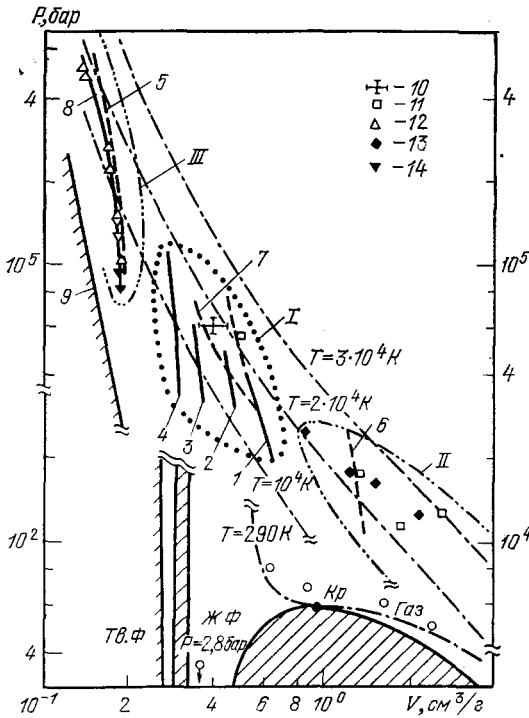


Рис. 8. Фазовая диаграмма ксенона.

Расчетные адиабаты: 1 — $P_0 = 50$ бар; 2 — 60 бар; 3 — 70 бар; 4 — 80 бар; 5 — 2,8 бар, $T_0 = 165$ К; 6 — $P_0 = 20$ бар; 7 — ударная адиабата вторичного сжатия⁶⁵; 8 — расчет по зонной модели⁹⁴; 9 — изотерма $T = 0$. Данные термодинамических измерений: 10 — метод «отражений»⁶⁸, 11 —⁷², 12 —^{94,8}. Данные измерений электропроводности: 13 —⁶⁴, 14 —^{8,94}. ТФ — твердая фаза, ЖФ — жидкая фаза.

плазмы, где кулоновское взаимодействие описывалось модифицированным дебаевским приближением, а отталкивание на малых расстояниях — вириальным разложением. Эта термодинамическая модель была использована затем для интерпретации (гл. 6) измерений электропроводности плазмы при закритических условиях.

В результате экспериментов получены данные по электропроводности плазмы ксенона⁶⁵ в сильно закритических условиях $\rho \sim 1-4$ г/см³ ($\rho_{кр} \sim 1,1$ г/см³) при высоких давлениях и температурах $P \sim 20-110$ кбар, $T \sim 1-2 \cdot 10^4$ К. Именно таким образом удается получить плазму в необычных условиях — ее плотность в 1,5 раза превосходит плотность твердого ксенона и сравнима с плотностью твердых металлов. Исследованная область параметров I на рис. 8 простирается от состояний квазиидеальной плазмы пониженной плотности II до полученной динамическим сжатием жидкого ксенона области III твердотельных плотностей,

описываемых зонной теорией твердых тел.

Стремление получить плазму с высокими параметрами неидеальности заставляет проводить эксперименты при относительно невысоких температурах $T \sim 20\ 000$ К, где плазма, как правило, ионизована не полностью^{34,35,40,42,63,64}. Вместе с тем, изучение многократноионизованной неидеальной плазмы представляет значительный интерес, позволяя исследовать чисто кулоновские эффекты в сильнонагретой среде. Использование отраженных ударных волн дало возможность продвинуться в область многократной ионизации и получить плазму при температурах, больших 20 000 К^{65,69}. Этой же цели служат кумулятивные взрывные трубы^{65,69}, действие которых основано на увеличении параметров толкающего газа при его центростремительном движении⁷⁰ в конической камере рис. 7 с углами раствора $\sim 60-120^\circ$. Таким образом получены скорости ударных волн в ксеноне 8–15 км/с при начальных давлениях до 10 атм. Это соответствует высоким, $(3-10) \cdot 10^4$ К, разогревам неидеальной ($\Gamma \sim 2$) плазмы. Оставляя интерпретацию этих данных до гл. 5, отметим, что

в этих условиях существенным является рассеяние тепловых электронов на внутренних оболочках ионов.

Для измерений термодинамических и оптических характеристик плазмы при более высоких по сравнению с ударными трубами давлениях применялись взрывные генераторы прямоугольных ударных волн (рис. 9) различной интенсивности и длительности⁷¹⁻⁷³. В этих установках ионизирующая ударная волна возникала при расширении в исследуемые газы

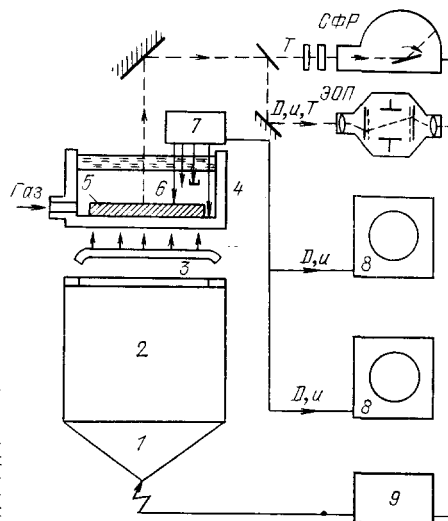


Рис. 9. Схема экспериментов по взрывному сжатию плазмы инертных газов^{72, 73}.

1 — детонационная линза, 2 — заряд ВВ, 3 — металлический ударник, 4 — экспериментальная сборка, 5 — мишень, 6 — исследуемый газ, 7 — электроконтакты и блок формирования импульсов, 8 — осциллографы, 9 — блок синхронизации и подрыва.

(аргон, ксенон) металлических или полимерных мишеней, предварительно сжатых до давлений $\sim 10^6$ бар. Возбуждение мощных ударных волн в мишенях осуществлялось линейными взрывными метательными устройствами²⁰, действие которых основано на ускорении продуктами детонации плоских металлических ударников до скоростей 2—6 км/с. Характерные энерговыделения в опытах составляли 2—30·10⁶ дж при мощности $\sim 10^{11}$ Вт.

В опытах на этих генераторах электроконтактным и оптическим базисным методами выполнялась⁷¹⁻⁷³ совместная независимая регистрация двух кинематических параметров — скорости фронта D и массовой скорости U движения плазмы. Открытые электроконтактные датчики регистрировали на скоростных осциллографах скорость фронта D с точностью $\sim 1\%$. Измерение массовой скорости U (точность 1—2%) осуществлялось закрытыми датчиками специальной конструкции, не реагирующими на ударную волну в плазме и срабатывающими в момент прихода тяжелой контактной поверхности раздела плазмы с мишенью. При оптической методике регистрации⁷³⁻⁷⁴ на заданном расстоянии от мишени устанавливалась плексигласовая преграда, через которую при помощи скоростных кинокамер или электронно-оптических преобразователей фиксировалось излучение ударно-сжатой плазмы, а характер изменения этого свечения позволял судить о движении ударной волны и контактной поверхности плазмы.

Результаты фиксации ударных адиабат аргона и ксенона в кинематических переменных представлены на рис. 10, где хорошо видна взаимная согласованность данных, полученных оптическими, электроконтактными и рентгеновскими методиками на взрывных ударных трубах и генераторах прямоугольных волн, использующих мишени из металлов, полимеров и конденсированных ВВ. Полученные результаты по уравнению состояния

неидеальной плазмы аргона и ксенона относятся к широкому диапазону параметров (рис. 11): $P \sim 0,3-40$ кбар, $T \sim 5,2-60 \cdot 10^3$ К, $n_e \sim 10^{14}-$

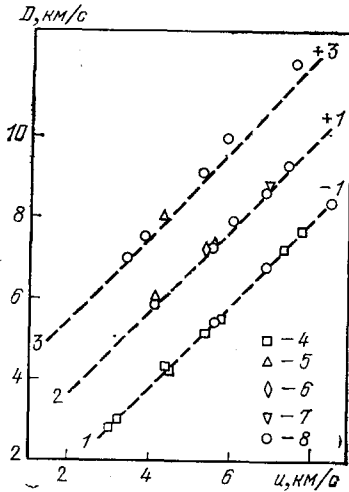


Рис. 10. Ударные адиабаты аргона. 1 — $P_0 = 0,78$ бар, 2 — $P_0 = 5$ бар и ксенона, 3 — $P_0 = 10$ бар, зарегистрированные различными методами: 4 — оптика ⁶², 5 — электроконтакты ⁷², 6 — рентген ⁶³, 7 — оптика ⁷⁴, 8 — электроконтакты и оптика ⁷³; штриховые линии — расчет ⁶⁰. Цифры справа — величины сдвигов каждого графика по скорости фронта D в км/с, и — массовая скорость.

— $3 \cdot 10^{21}$ см⁻³, ρ до 1,3 г/см³, где реализуется развитая ионизация $\alpha \sim 3$ и сильное кулоновское взаимодействие $\Gamma \sim 10^{-2}-5,2$.

Оптические свойства представляют значительный интерес для физики плазмы, позволяя проследить влияющие неидеальности на динамику и энер-

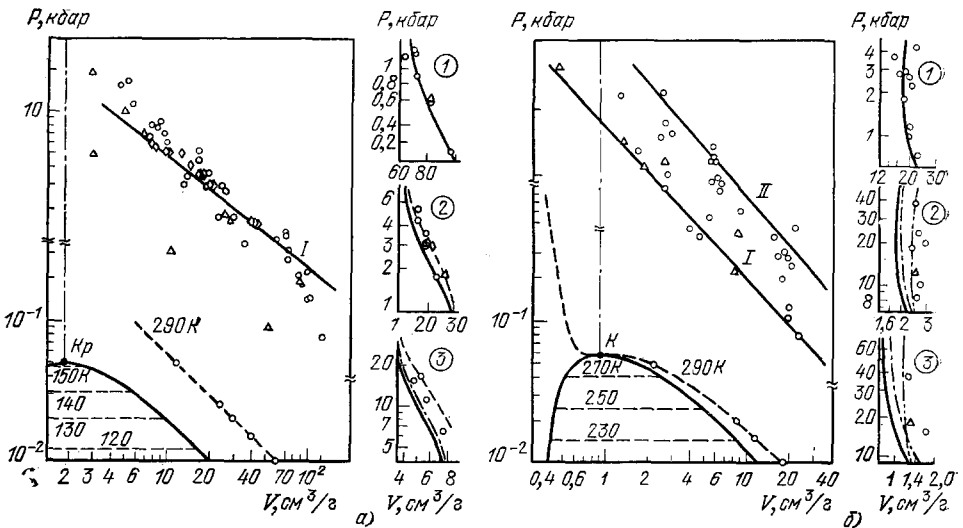


Рис. 11. Фазовая диаграмма аргона (а) и ксенона (б).

Отмечены границы двухфазной области и критическая точка Кр. Штриховые линии — изотермы исходных состояний, штрих-пунктирная — изохора $V_{кр}$. Линии I—II — границы однократной и двукратной ионизаций. Кружки — результаты динамических экспериментов (см. рис. 10). В левой части — сравнение экспериментальных ударных адиабат с результатами теорий. Сплошные кривые — учет взаимодействия заряженных частиц в кольцевом дебаевском приближении ⁶⁰, штрих-пунктирные — дополнительный учет взаимодействия атомов в приближении второго вириального коэффициента ⁶¹, штриховые — расчет по модели «ограниченного» атома (5.4) — (5.6) ⁷³, двойные штрих-пунктирные — взаимодействие зарядов по модели ⁷³ с псевдопотенциалом (5.7).

гетический спектр электронов в плотной неупорядоченной среде. Измерение коэффициента поглощения κ_v плазмы осуществлялось путем регистрации нарастания во времени интенсивности оптического излучения, выхо-

дыщего из плоского слоя плазмы, заключенного между фронтом ударной волны и контактной поверхностью ^{66, 75, 76}. Ввиду малого времени фотонной релаксации по сравнению с характерным газодинамическим временем, спектральная интенсивность излучения такого слоя $J_{\nu}(t)$ в квазистационарном приближении ²⁶ имеет вид

$$J_{\nu}(t) = J_{\nu p} \left(1 - \exp \left\{ -\kappa_{\nu} \left[1 - \exp \left(-\frac{h\nu}{kT} \right) (D-U)t \right] \right\} \right), \quad (4.1)$$

где $J_{\nu p} = J_{\nu}(\infty)$ — планковская интенсивность излучения.

Выходящее из плазмы световое излучение (рис. 12) при помощи зеркал и оптической системы разводится на поляризационные фильтры и фотумножители с записью соответствующих сигналов на скоростные

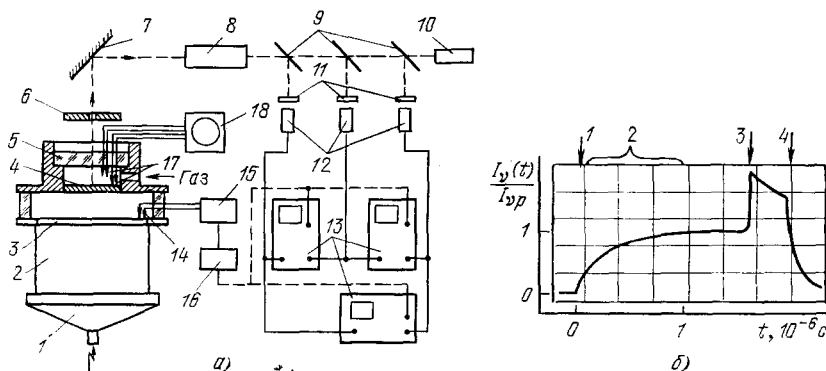


Рис. 12. Схема эксперимента по регистрации коэффициента поглощения ударно-сжатой плазмы ⁷⁶.

1 — детонационная линза, 2 — заряд ВВ, 3 — ударник, 4 — мишень, 5 — прозрачная преграда, 6 — диафрагма, 7 — зеркало, 8 — оптическая система, 9 — полупрозрачные зеркала, 10 — юстировочный лазер, 11 — интерференционные светофильтры, 12 — фотоэлектронные умножители, 13 — осциллографы, 14 — электроконтакты измерения скорости ударной волны, 15 — схема формирования импульсов, 16 — линия задержки, 17 — электроконтакты измерения D скорости ударной волны, 18 — осциллограф для измерения скорости ударной волны. б) Осциллограмма опыта ⁷⁶; 1 — вход ударной волны в газ, 2 — участок нарастания излучения, 3 — столкновение ударной волны с преградой, 4 — начало разрушения преграды материалом мишени.

осциллографы. Необходимые для определения коэффициентов поглощения кинематические параметры плазмы определялись электроконтактными и оптическими методами. Выход ударной волны из мишени в аргон приводил к плавному нарастанию (рис. 12, а) светового излучения до его насыщения в соответствии с (4.1). Всплеск яркости отмечает время (и, следовательно, скорость D) прихода фронта к прозрачной преграде. Последующая отсечка излучения вызвана разрушением преграды массивной мишенью, движущейся со скоростью U .

Измеренные коэффициенты поглощения света (погрешность $\sim 30\%$) с частотой $5,17 \pm 0,05 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ представлены на рис. 18, где каждая экспериментальная точка получена усреднением 5—10 опытов при двух—трех независимых частотных регистрациях в каждом из них. Видно, что результаты измерений охватывают широкий диапазон сжатий плазмы и находятся в разумном соответствии с оценками κ_{ν} из ⁵⁵ и измерениями ⁷⁵, которые были скорректированы с учетом правильных значений температуры плазмы ⁶⁰.

5. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕИДЕАЛЬНОЙ БОЛЬЦМАНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

а) Термодинамические свойства. Полученные для цезиевой плазмы данные ^{17, 19, 34, 40, 41} относятся к различным областям фазовой диаграммы (рис. 3), которые частично перекрываются на грани-

цах и согласуются между собой в пределах точности экспериментов. Опыты по адиабатическому сжатию³⁴ позволили продвинуться по сравнению со статическими измерениями^{17,19} до более высоких температур $T \sim 4000$ К, которых, однако, оказалось недостаточно для заметной термической ионизации плазмы. В этих условиях ведущим является взаимодействие зарядов с нейтралами, вклад которого в уравнение состояния не выходит за погрешности измерений. Основной следующий из этих экспериментов вывод³⁴ состоит в отсутствии фазовых расслоений^{79,80}, вызванных переходом «металл — диэлектрик». Опыты по сжатию цезия прямыми и отраженными ударными волнами позволили еще более расширить температурный интервал $T \sim 2,6-20 \cdot 10^3$ К (рис. 4), где кулоновское взаимодействие является сильным $\Gamma \sim 0,2-2,2$ и определяет физические свойства плазмы с развитой ионизацией.

В экспериментах по взрывному сжатию тяжелых инертных газов^{63, 72, 73} достигнуты существенно более высокие параметры плазмы — давления до 60 кбар, температуры до $6 \cdot 10^4$ К, полученные плотности плазмы $\rho \sim 0,4$ г/см³, $n_e \sim 3 \cdot 10^{21}$ см⁻³ приближались к плотности конденсированного ксенона, а в эксперименте⁶⁹ превосходили ($\rho \sim 4,5$ г/см³) эту плотность. При этом характерные межчастичные расстояния в плазме⁷³ составляли 6–7 Å и оказывались сравнимыми с размерами ионов и атомов 3–4 Å, а наибольшие параметры неидеальности $\Gamma \sim 5$ близки к максимально возможным (рис. 1) для невырожденной плазмы значениям. Полученные в^{63, 72, 73} экспериментальные данные для аргона и ксенона относятся к области развитой однократной ($\alpha_{Ar} \leq 0,7$) и двукратной ($\alpha_{Xe} \sim 1,8$) ионизации и позволяют продвинуться со стороны газа в область конденсированных плотностей вещества (см. рис. 1, 2). Для интерпретации результатов использовалась наиболее популярная в физике плазмы «химическая» модель^{1,12,195}:

$$F(V, T) = kT \left[N_e \ln \left(\frac{n_e \lambda_e^3}{2e} \right) + \sum_k N_k \ln \left(\frac{n_k \lambda_k^3}{e Q_k} \right) \right] + \\ + \Delta F_{\mathbf{z}} + \Delta F_{ea} + \Delta F_{aa} + \Delta F_{тс}, \quad (5.1)$$

где кроме обычных обозначений Q_k — статическая сумма, e — заряд электрона, ΔF — поправки на неидеальность. Во всех термодинамических измерениях^{33, 40, 63, 72, 73} наблюдается отчетливая тенденция к занижению измеренной (индекс I на рис. 13) энтальпии или внутренней энергии по сравнению с традиционным плазменным расчетом, в качестве которого выбрано кольцевое дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле статистической механики^{1, 60} (индекс II на рис. 13):

$$\Delta F_k = -\frac{\kappa^3}{24\pi} - \sum_a n_a \ln \left(1 + \frac{Z_a^2 \tilde{J}(\xi)}{2} \right), \quad (5.2)$$

$$\kappa = \frac{2\sqrt{\pi}e}{\sqrt{kT}} \sqrt{\sum_a Z_a^2 \xi_a}, \quad \tilde{J} = \frac{e^2}{kT} \kappa.$$

$$Q = \sum_n g_n (e^{-\beta E_n} - 1 + \beta E_n). \quad (5.3)$$

На рис. 13, 14 экспериментальные данные сравниваются с рядом других плазменных приближений — моделью идеальной плазмы $\Delta F = 0$; $Q = 2 - III$; $\Delta F = 0$, Q_v по (5.3) — IV , дебаевской теорией в малом каноническом ансамбле — $V^{1, 43}$, псевдопотенциальной моделью Монте-Карло¹⁴ — VI ; относительный вклад других моделей в уравнение состояния проанализирован в⁴³. Выполненный в⁴⁰ анализ показывает, что хотя

большинство используемых теоретических моделей не противоречит в пределах точности измерений экспериментальным изотермам цезиевой плазмы, эти модели оказываются неспособными осуществить согласован-

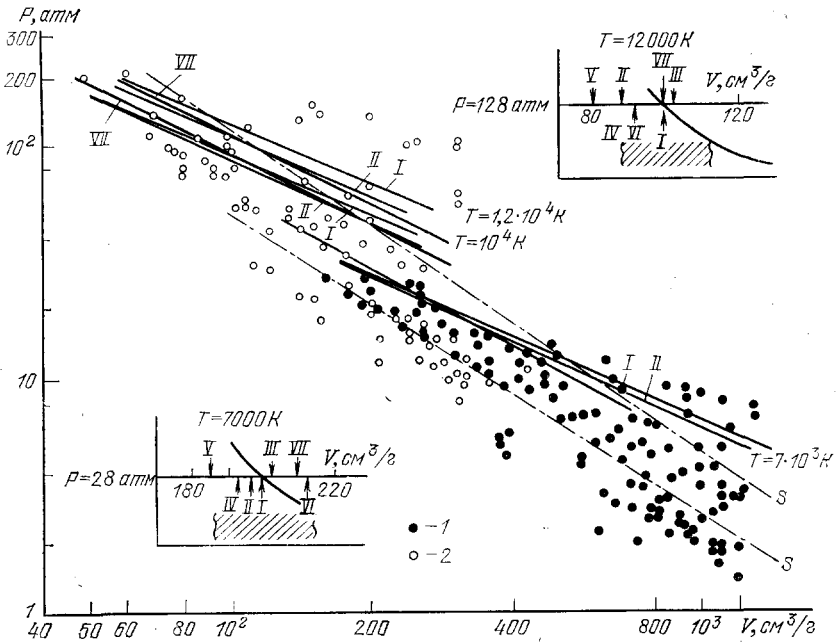


Рис. 13. Результаты ударного сжатия цезиевой плазмы⁴⁰.

T — изотермы, S — изэнтропы, 1 — падающая ударная волна, 2 — отраженная ударная волна

ное описание одновременно термической и калорической информации. Плазма инертных газов (гл. 4) соответствует существенно большим параметрам неидеальности, и в этом случае традиционные модели плазмы^{1,43, 63,72,73} противоречат не только калорическим, но уже и термическим измерениям.

Анализ термодинамических данных свидетельствует о наличии в сильносжатой плазме межчастичного отталкивания, не описываемого стандартными^{1,43} плазменными теориями. Хотя введением модификаций в величину даваемых этими теориями поправок ΔF и можно добиться хорошего согласия в термическом уравнении состояния, такая процедура приводит к еще большему расхождению в калорической информации. Было установлено^{40,63,72}, что согласованное описание термических и калорических данных может быть получено путем модификации вклада связанных состояний в термодинамические функции плотной плазмы — эффекта, игнорируемого большинством плазменных моделей^{1,2,12,43}.

Вне зависимости от этого вывода эксперимент указывает на то, что дебаевская и близкие к ней теории^{12,43} завышают поправки к термодина-

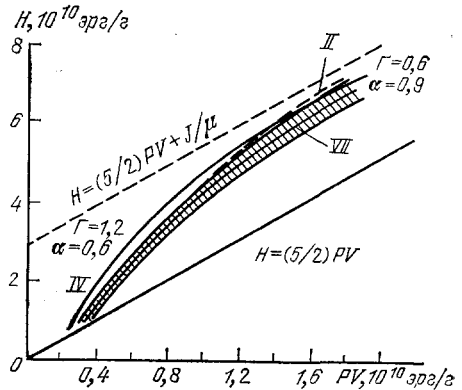


Рис. 14. Изохора цезиевой плазмы $V = 200 \text{ см}^3/\text{г}$ ⁴⁰. Полоса экспериментальных погрешностей заштрихована.

мическим функциям на взаимодействие в непрерывном спектре, а наилучшими экстраполяционными свойствами в область $\Gamma \geq 1$ обладают теории, дающие поправки на неидеальность, не превосходящие поправок кольцевого приближения в большом каноническом ансамбле^{1, 60}.

При достигнутом уровне температур $T \sim 10-60 \cdot 10^3$ К ван-дер-ваальсовское притяжение не существенно, и на первый план выходит отталкивание на малых расстояниях. Оценка этого отталкивания была выполнена⁸¹ в рамках второго вириального коэффициента, вычисляемого для потенциала Ленарда — Джонса, который конструировался⁸² на основе экспериментальных данных, полученных при умеренных температурах, когда подавляющее большинство атомов находится в основном энергетическом состоянии. Такая процедура заметно улучшает согласие с экспериментом, оставляя, однако, систематическое отличие при больших сжатиях и свидетельствуя о наличии в системе дополнительного отталкивания. Действительно, при характерных для экспериментов^{33, 40, 63, 72, 73} высоких температурах и давлениях значительная часть атомов и ионов находится в возбужденных состояниях¹⁹⁶, параметры короткодействующего отталкивания которых превосходят соответствующие характеристики в основном энергетическом состоянии.

В рассматриваемой области высоких плотностей плазмы средние межчастичные расстояния сравнимы с характерными размерами атомов и ионов. Это обстоятельство, а также сильное кулоновское взаимодействие свободных зарядов *) может вызвать заметную деформацию энергетических уровней.

Описание этого эффекта потребовало привлечения нетрадиционной для физики плазмы квантовомеханической модели^{73, 78}, учитывающей воздействие плазменного окружения на дискретный спектр атомов и ионов в сильно сжатой плазме. В этой модели влияние среды на внутриатомные и внутриионные электроны описывалось эффективным потенциалом

$$U(r) = \begin{cases} -Ze^2/r & r < r_c, \\ \infty & r > r_c. \end{cases} \quad (5.4)$$

Для поиска собственных функций и энергий возбуждения используется один из вариантов метода Хартри — Фока⁷⁸, при котором численно решается интегро-дифференциальное уравнение для радиальной части волновой функции $f_{nl}(r)$:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + 2V_{nl}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} - \epsilon_{nl} \right] f_{nl}(r) = \int_0^{r_c} G_{nl}(r, r') f_{nl}(r') dr' + \sum_{n' \neq n} \epsilon_{nl, n'} f_{n'l}(r), \quad (5.5)$$

где $V_{nl}(r)$ — самосогласованный потенциал, включающий в себя взаимодействие электронов с ядром и между собой, а интеграл в правой части — нелокальная (обменная) часть потенциала.

Решение системы (5.5) при различных r_c определяет дискретный спектр сжатой плазмы (рис. 15), а равновесная величина параметра r_c находится из условия минимума свободной энергии (5.1) $\partial F / \partial r_c = 0$, зависящей от r_c через статсуммы атомов и ионов, а также через поправку

*) Отметим, что в рассматриваемых условиях напряженность флуктуирующих микрополей в плазме сравнима с напряженностью поля ядра для связанных электронов, что должно существенно отразиться на физических свойствах сильно сжатой плазмы.

на взаимодействие твердых сфер:

$$\Delta F_{TC} = NkT \frac{4-3y}{(y-1)^2} y, \quad y = \frac{4\pi}{3} r_c^3 N.$$

В отличие от ячеечных моделей твердого тела ¹, данное приближение построено в рамках квазихимического способа описания с явным учетом поступательных степеней свободы отдельных частиц. При этом электроны оказываются разделенными на два сорта и находятся как внутри, так и вне ячеек, объем которых $(3/4)\pi r_c^3$ составляет лишь часть среднего

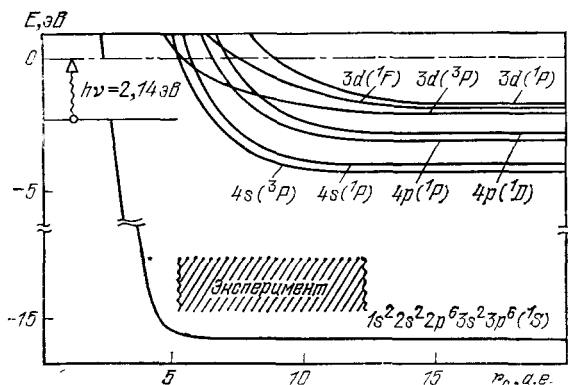


Рис. 15. Квантовомеханический расчет энергетических спектров сжатого аргона в модели ограниченного атома ⁷³. Область экспериментов ^{73, 74} заштрихована, $h\nu = 2,14$ эВ — энергия регистрируемого в опытах ⁷⁴ светового излучения.

объема, приходящегося на частицу. Из сопоставления этой модели с опытами (рис. 11, индекс VII на 13, 14) видно, что она правильно отражает выявленную в экспериментах тенденцию, несколько переоценивая эффект отталкивания при околоритических плотностях плазмы. По-видимому, в этих условиях следует пользоваться более адекватной моделью «мягких» сфер ¹.

Отметим, что на необходимость учета в термодинамике плотной плазмы изменения дискретного электронного спектра указывают также эксперименты по ударному сжатию жидких аргона и ксенона в диапазоне давлений до ~ 1 Мбар ²¹⁰. Интерпретация этих измерений потребовала ²¹⁰ привлечения квантовомеханических моделей Вигнера — Зейтца и присоединенных плоских волн ¹.

Особенностью квазихимического описания плазмы в условиях сильной неидеальности является условность разделения частиц на свободные и связанные. Поэтому эффект, рассматриваемый как искажение вклада возбужденных состояний, может при ином разделении на сорта трактоваться как проявление квантового характера электрон-ионного взаимодействия на близких расстояниях. Для описания этого взаимодействия в ⁷³ применен псевдопотенциал

$$\Phi_{ie}^* = \frac{z_i e^2}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r}{\sigma}\right) \right], \quad \Phi_{ee} = \frac{e^2}{r}, \quad \Phi_{ij} = \frac{z_i z_j e^2}{r}, \quad (5.6)$$

на основе которого с использованием условий локальной электронейтральности ⁸⁴ построена полуэмпирическая модель неидеальной плазмы. Выбрав единственный параметр модели — глубину псевдопотенциала $\Phi_{ie}^*(0)$ равной энергии, разделяющей частицы на свободные и связанные, можно добиться непротиворечивого описания всей совокупности имеющихся сейчас термодинамических экспериментов ⁷³.

б) Электропроводность является наиболее показательной и легко наблюдаемой характеристикой плазмы, определяющей ее

диссипативный разогрев и взаимодействие с электромагнитным полем. Дополнительным обстоятельством, привлекающим внимание экспериментаторов к этой проблеме, является относительная простота и хорошая отработанность методов регистраций, а также возможность проведения электрофизических измерений в самых разнообразных экспериментальных условиях. Выполненные в стационарных и квазистационарных ⁴², ¹⁸²⁻¹⁸⁵ условиях измерения электропроводности позволили зафиксировать металлизацию плазмы при сверхкритических давлениях, а измеренные на линии насыщения значения проводимости на 5—6 порядков превосходят теоретические оценки. В ^{186,187} этот эффект связывается с сильным взаимодействием «заряд — нейтрал», что вызывает образование тяжелых

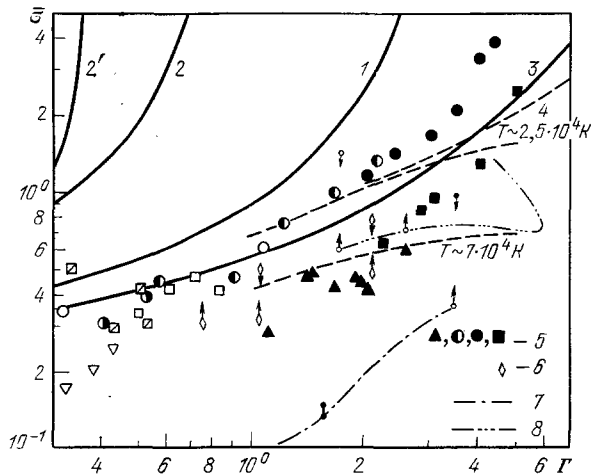


Рис. 16. Зависимость безразмерной электропроводности $\bar{\sigma} = \sqrt{1+z} \gamma(z) (\sigma/\omega_p) \Gamma (\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m})$ от параметра неидеальности.

Теория: 1 — ⁸⁵, 2 — ⁸⁶, 2' — ⁸⁹, 3 — модифицированное приближение Займана (5.7) — (5.8), штриховые линии — расчет с псевдопотенциалом (5.9) для разных температур, 4 — ^{93, 96}. Эксперимент: 5 — ударное сжатие аргона, ксенона ^{84, 85, 88, 89}, 6 — цезия ⁴⁷, остальные точки получены на дугах и разрядах (подробнее см. ⁸⁹), 7 — медленный электровзрыв цезия ⁴¹, 8 — изобарический нагрев цезия ⁴². Стрелками отмечены изменения $\bar{\sigma}$, вызванные неоднозначностью выделения кулоновской компоненты.

положительных кластеров, роль которых уменьшается с ростом температуры. Динамические методы особенно эффективны для генерации высокотемпературной плазмы с развитой ионизацией, где преобладает кулоновское взаимодействие. Часть полученного в этой области параметров материала представлена на рис. 16, который для экспериментов с щелочными металлами носит схематический характер, ввиду трудностей выделения кулоновского вклада из измеряемой величины электропроводности.

В ранних экспериментах ⁵ достигнутые параметры неидеальности не превосходили $\Gamma \sim 0,2-0,3$, а измеренные значения электропроводности находятся в согласии ^{3, 86} с расчетами на основе кинетических уравнений или метода временных корреляционных функций ^{3, 15}. С ростом неидеальности возникают значительные сложности в обосновании исходных кинетических уравнений и методов их решения. В частности, ввиду сильного коллективного взаимодействия в плотной плазме не удастся однозначно разделить характерные времена элементарных процессов. Особую проблему составляет учет связанных состояний в частично ионизованной плазме ⁸⁷ из-за отсутствия соответствующих кинетических уравнений и транспортных сечений для использования полуэмпирических методов. Поэтому вычисления здесь носят экстраполяционный характер и остро нуждаются в экспериментальной проверке.

На рис. 16 приведен ряд таких экстраполяций. Кривая 1 соответствует теории Спитцера ⁸⁵, основанной на численном интегрировании кинетического уравнения Фоккера — Планка. Применением диаграммной техники (учтены кольцевые и лестничные фрагменты) к уравнениям движения для временных функций Грина в ⁸⁸ получено кинетическое уравнение,

учитывающее межчастичное взаимодействие в первом порядке по Γ — кривая 2. Учет коллективных эффектов в кулоновском взаимодействии был выполнен в ⁸⁹ на основе уравнения Фоккера — Планка для одночастичной функции, где в интеграл столкновений входят все моменты и функции распределения — кривая 2'.

Динамические методы дали возможность провести измерения ^{64, 35, 47, 51, 65, 68, 69} статической ($\omega \ll \omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$) электропроводности плазмы в широком диапазоне параметров неидеальности от $\Gamma \sim 0,3$, где различия между теориями невелики и имеется значительное количество опытных данных ⁵, вплоть до области экстремально высоких $\Gamma \sim 5-10$, где расходятся большинство теоретических приближений и где результаты экспериментов являются основой для построения физических моделей электронного переноса в плотной неупорядоченной среде ⁹⁰⁻⁹³. Этот диапазон исследован с помощью различных сред — цезия ^{47, 35}, воздуха ⁵¹, неона, аргона и ксенона ^{64, 65, 69} в частично перекрывающемся между собой и с другими измерениями диапазоне параметров. Существенно, что для плазмы этих элементов, наряду с измерением электропроводности, выполнены термодинамические и газодинамические измерения (гл. 3, 4), что позволяет более определенно судить о физических условиях, в которых находится ударно-сжатая плазма.

Максимальные параметры плазмы (P до 110 кбар, $n_e \sim 10^{21}$ см⁻³, $T \sim 1-2 \cdot 10^4$ К) получены ^{64, 65} на ксеноне (рис. 8), где экспериментами охвачены сверхкритические плотности $\rho \lesssim 4$ г/см³ и непрерывным образом прослежено поведение электропроводности от состояний малой плотности II, описываемых плазменными моделями ⁸⁸⁻⁹², вплоть до полученных ударным сжатием жидкого ксенона ⁹⁴ области твердотельных плотностей III, где ударная сжимаемость описывается зонной теорией твердых тел ^{8, 94}, а электропроводность находится в согласии с полупроводниковыми моделями ^{93, 95}.

Полученная сейчас совокупность экспериментальных данных, рис. 16, определенно указывает на занижение измеренных значений электропроводности по сравнению с теорией Спитцера ⁸⁵, в то время как более строгие теории ^{88, 89} предсказывают увеличение проводимости по сравнению с ⁸⁵. Имеющееся количественное расхождение между различными группами экспериментов на рис. 16 связано как с особенностями поведения высокотемпературной плазмы, так и с фактическим несоответствием первичных данных и трудностями выделения кулоновской компоненты в слабоионизованной плазме. Последнее обстоятельство является наиболее характерным для экспериментов с щелочными металлами ⁴², где вклад нейтралов особенно велик ввиду больших сечений рассеяния электронов на атомах в основном и возбужденном состояниях ⁴⁸ и недостаточной степени ионизации. Это приводит к неопределенности выделения кулоновской компоненты $\bar{\sigma}$ из результатов низкотемпературных измерений ⁴², достигающей сотен процентов — см. стрелки на рис. 16.

Благодаря использованию мощных ударных волн (гл. 4) получена ^{64, 69} плазма с высокой степенью ионизации, для которой отсутствует проблема выделения кулоновской компоненты, что упростило интерпретацию экспериментов, уменьшив неопределенность в термодинамическом составе и сечениях некулоновских процессов. Полученные динамическими методами результаты можно условно разделить на «низкотемпературные» с $T < 2 \cdot 10^4$ К ^{64, 65} и «высокотемпературные» с $T > 2 \cdot 10^4$ К ⁶⁹ данные. При этом низкотемпературные точки соответствуют экстремально высоким плотностям $\rho \sim 4$ г/см³, которые близки к границе вырождения электронной компоненты и где реализуется сильное кулоновское взаимодействие $\Gamma \sim 6-10$, а в высокотемпературной области возникает плазма

с развитой однократной и двукратной ионизацией. Рис. 16 показывает, что полученные на различных газах результаты согласуются между собой и позволяют проследить влияние кулоновского взаимодействия на электропроводность в широком и непрерывно меняющемся диапазоне параметров неидеальности $\Gamma \sim 0,3-10$.

Уменьшение электропроводности неидеальной плазмы по сравнению с данными асимптотических теорий может быть вызвано⁹⁶ возрастанием сечений кулоновских столкновений по сравнению с результатами теоретических оценок, которые при $\Gamma \gg 1$ предсказывают аномально малые ($\lesssim 10^{-8}$ см) радиусы экранирования. По-видимому⁶⁴, в неидеальной плазме происходит перенормировка взаимодействия, и радиус корреляции зарядов оказывается порядка межчастичного расстояния, подобно тому как это имеет место в металлах и легированных полупроводниках⁹⁵. Соответствующая модель⁹⁵, используемая для описания электронного рассеяния на примесных центрах полупроводников, отмечена на рис. 16 индексом⁴.

Для описания результатов экспериментов^{64,65} предложена модель⁹², в которой ионные корреляции описывались в заимствованном из теории жидких металлов и полупроводников приближении Займана⁹⁷, а рассеяния зарядов рассчитывалось в борновском приближении с экранированным кулоновским потенциалом. В τ -приближении⁹⁷ для электропроводности справедливо выражение

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{4e^2}{3\sqrt{\pi}m_e} \xi \int_0^\infty \frac{x^{3/2} \exp(-x) dx}{v_{ea}(x) + \sum_j \gamma(z_j) v_{ei}(x)}, \\ v_{ej} &= \frac{\sqrt{2}}{16\pi} \frac{1}{n_j \sqrt{m_e} e^{3/2}} \int_0^\infty |u_j(q)|^2 a_j(q) q^3 dq, \\ x &= \frac{\varepsilon}{kT}, \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

где ξ — активность, связанная в рамках кольцевого дебаевского приближения с концентрацией электронов соотношением $\xi = n_e [1 + (\tilde{\gamma}/2)]^{-1}$ ^{48,60}, а для структурного фактора a_j и формфактора, псевдопотенциала u_j использованы выражения, следующие из кольцевого приближения:

$$a_j(q) = 1 - \frac{4\pi e^2 z_j (\sum_k z_k n_k)}{kT(q^2 + \kappa_0^2)}, \quad u_j(q) = \frac{4\pi z_j e^2 n_j}{q^2 + \kappa_0^2}. \quad (5.8)$$

Полученные соотношения имеют правильную спитцеровскую асимптотику при $\Gamma \rightarrow 0$ и обладает приемлемыми экстраполяционными свойствами, не имея нефизических расхождений и удовлетворительно описывая «низкотемпературный» эксперимент рис. 16 вплоть до области экстремально высоких Γ .

Характерной особенностью опытов с неидеальной плазмой являются относительно невысокие ($T < 4 \cdot 10^4$ К) температуры, так как эти опыты ориентированы на получение развитой кулоновской неидеальности, которая с ростом температуры падает. Использование кумулятивных ударных труб и эффектов отражения ударных волн от преград позволило продвинуться⁶⁹ в область существенно более высоких температур и получить сильно разогретую многократно ионизованную плазму с развитой кулоновской неидеальностью $\Gamma \sim 1-5$. Электрофизические свойства такой плазмы оказались в значительной мере неожиданными⁶⁹, так как они свидетельствуют об отсутствии подобия кулоновской компоненты неидеаль-

ной плазмы — безразмерная электропроводность высокотемпературной плазмы рис. 16 оказывается меньше высокотемпературной при тех же величинах кулоновской неидеальности Γ . Этот результат находится в качественном противоречии с моделями^{98,99}, предельно упрощающими описание близких столкновений в плазме путем принудительного ограничения минимального прицельного расстояния тепловой дебройлевской длиной волны электрона и предсказывающими противоположную зависимость приведенной электропроводности от температуры.

Анализ высокотемпературных данных⁶⁹ показывает, что причиной этого эффекта является некулоновский характер рассеяния высокоэнергетичных электронов на тяжелых ионах. Действительно, с ростом температуры амплитуда кулоновского рассеяния $f_K \sim e^2/kT$ убывает и оказывается сравнимой с характерными размерами ионов $Q_{Xe} \sim 4 \text{ \AA}$, так что высокоэнергетические электроны проводимости при своем рассеянии могут подходить достаточно близко к ядру, где потенциал взаимодействия уже не является чисто кулоновским и оказывается искаженным внутренними электронными оболочками. В этой окрестности ядра потенциал является более сильным, чем внешний ионный потенциал, что и приводит к увеличению сечения рассеяния и, следовательно, к наблюдаемому в опытах (рис. 16) относительноному уменьшению электропроводности. Обстоятельством, благоприятствующим проявлению этого эффекта в неидеальной плазме, является экранировка, уменьшающая величину внешнего ионного потенциала.

Для описания эффекта некулоновского рассеяния в⁶⁹ применена псевдопотенциальная модель, в которой проводимость вычислялась в приближении Фроста⁸⁶, а электрон-ионное взаимодействие описывалось эффективным парным потенциалом¹⁰⁰, учитывающим наличие ионного состава:

$$V(r) = - \left[\frac{z}{r} + \frac{(z_{\text{Я}} - z)}{r} \exp(-\beta r) \right] \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right), \quad \beta = \frac{1,8z_{\text{Я}}^{4/3}}{(z_{\text{Я}} - z)}. \quad (5.9)$$

Потенциал (5.9) использовался при численном решении уравнения Шредингера с последующим расчетом транспортных сечений рассеяния методом парциальных плоских волн, что позволило удовлетворительно описать установленный в экспериментах эффект уменьшения электропроводности высокотемпературной плазмы.

в) Оптические характеристики плазмы высокой плотности стали в последнее время объектом наиболее интенсивных исследований, так как они важны для ответственных приложений^{3-5,8,9} и, кроме того, несут существенную информацию о динамике и энергетическом спектре неидеальной плазмы. Развитые к настоящему времени теоретические представления¹⁰¹⁻¹⁰⁸ относятся к разреженной плазме, где элементарные процессы легко разделяются, а влияние плазменного окружения сводится к уширению спектральных линий и сдвигу порогов фоторекомбинации, надежно регистрируемым в многочисленных экспериментах с разреженной плазмой^{50, 51, 55, 59, 101, 209}.

Относящиеся к плотной плазме немногочисленные данные ($\Gamma \leq 0,2-0,3$, $n_0 < 10^{18} \text{ см}^{-3}$)¹⁰²⁻¹⁰⁴ получены на установках с электрическим нагревом плазмы и носят во многом противоречивый характер, указывая, однако, на превышение излучения континуума над расчетными данными с ростом плотности плазмы. Вместе с тем, плазменная экранировка¹⁰⁵ и сильные флуктуирующие микрополя¹⁰⁶ могут заметно исказить припороговую область спектра, уменьшив интенсивность рекомбинационного излучения плотной плазмы^{103, 104, 107, 207, 208}.

В последнее время спектральная область вблизи порога фотоионизации привлекает повышенное внимание, так как здесь предсказывается ¹⁰³ исчезновение («нереализация») части высоковозбужденных состояний, примыкающих к непрерывному спектру плотной плазмы. С этих позиций были интерпретированы, в частности, результаты регистрации спектра ртутного разряда ¹⁰⁴. В динамических экспериментах припороговая область спектра тщательно исследована в водородной плазме на электро-разрядной ударной трубе ⁵¹, где при $n_e \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 14\,500 \text{ К}$ не было замечено (рис. 17) существенных аномалий в излучении плазмы, а сдвиг порога фоторекомбинации описывался формулой Инглиса — Теллера ¹⁰¹. Сходные результаты были затем получены ²⁰⁶ на водородной дуге при $n_e \sim 2 - 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 15 \cdot 10^3 \text{ К}$.

Более рельефно эффекты плазменной неидеальности зарегистрированы на аргоне ⁷⁶. Был реализован широкий и непрерывно меняющийся

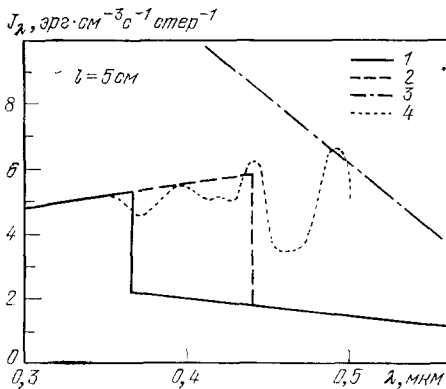


Рис. 17. Излучение плазмы водорода (90%) и аргона (10%) ⁵¹.

1 — расчет J_λ с учетом свободно-связанных и свободно-свободных переходов в полях ионов, фотоприлипания электронов к H^- и рекомбинационного континуума Ag , 2 — сдвиг порога фоторекомбинации по Инглису — Теллеру ¹⁰¹, 3 — излучение абсолютного черного тела ($T = 145\,000 \text{ К}$), 4 — эксперимент ⁵¹.

диапазон параметров от изученных ранее состояний ¹⁰² с $n_e \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Gamma \leq 0,3$ до экстремально высоких параметров $n_e \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $P \sim 5000 \text{ бар}$, где сильная ($\Gamma \sim 1,6$) неидеальность вызывает качественное изменение радиационных характеристик плазмы (рис. 18). Поглощение при свободно-свободных переходах электронов в полях ионов описывается формулой Крамерса ¹⁰¹, кривая 1. Учет экранировки приводит к уменьшению поглощения — кривая 3. Для получения полного коэффициента поглощения (кривая 2), наряду со свободно-свободными переходами, необходимо учесть фотоионизацию связанных состояний ¹¹¹. Видно, что экспериментальные данные в области малых плотностей находятся в соответствии с выполненными ранее многочисленными измерениями ¹⁰² и подтверждают тенденцию превышения регистрируемого излучения над расчетом. По мере дальнейшего сжатия плазмы удельный коэффициент поглощения κ_ν/n_a монотонно убывает, оказываясь на порядок меньшим традиционного плазменного расчета ¹⁰¹ и близким к величинам, определяемым только свободно-свободными переходами.

Зарегистрированный в экспериментах эффект «просветления» плазмы интерпретирован в ⁷⁶ как результат деформации электронного энергетического спектра атомов при их сжатии в результате воздействия на них окружающих частиц. В плотной плазме межчастичное взаимодействие делает внутриатомный потенциал более короткодействующим, что приводит к конечному числу дискретных энергетических уровней и последовательному переходу высоковозбужденных состояний в непрерывный спектр с ростом плотности плазмы. Такое исчезновение части возбужденных энергетических уровней вызывает исключение механизма фотоионизации

ционного поглощения из этих состояний и приводит к наблюдаемому ⁷⁶ уменьшению коэффициента поглощения.

Для описания этого эффекта в ⁷⁶ использована модель ограниченного атома (5.2) — (5.5), описывающая термодинамику сильно сжатой аргоновой плазмы (гл. 5) ^{73,78}. Характер деформации энергетического спектра изображен на рис. 15, где отмечен диапазон энергии регистрируемых в экспериментах ⁷⁶ квантов $h\nu \sim 2,14$ эВ, которые могут вызвать фотоионизацию из соответствующих энергетических состояний. Видно, что данная модель воспроизводит зафиксированный в экспериментах эффект

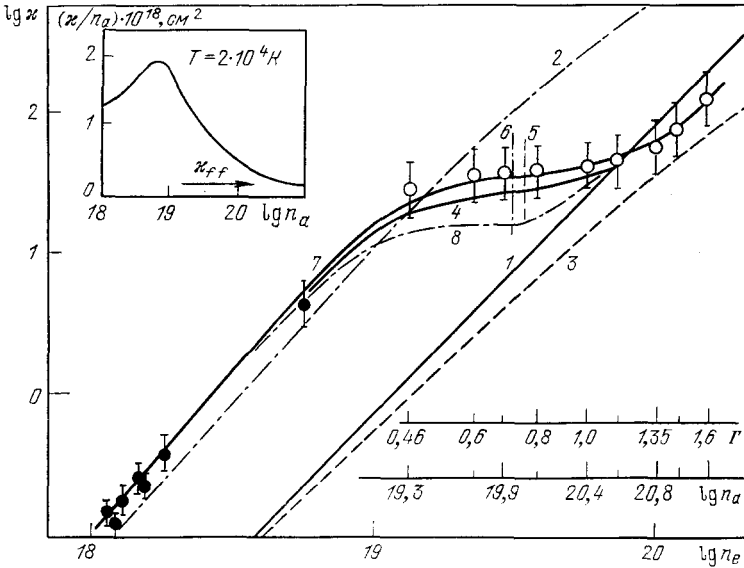


Рис. 18. Коэффициент поглощения ударно-сжатой плазмы аргона.

Светлые кружки — данные ⁷⁶, темные — данные других работ. Расчет: 1 — свободно-свободные переходы (κ_{ff}), 2 — учтена фотоионизация, 3 — свободно-свободные переходы с учетом плазменной экранировки, 4 — расчет по модели ограниченного атома ⁷³, 5, 6 — оценка по результатам работ ⁶⁶, ⁷⁶; кривая 7 соединяет экспериментальные точки, приведенные к частоте излучения $h\nu = 2,14$ эВ, температура $T = 2 \cdot 10^4$ К, 8 — расчет методом Хартри — Фока — Слетера ¹¹³; α — удельный коэффициент поглощения.

«просветления» плазмы при ее сжатии. Отметим, что данные этих экспериментов удовлетворительно (рис. 18) описываются и квантовомеханической моделью ¹¹³, учитывающей деформацию спектра в приближении Хартри — Фока — Слетера, где для описания обменного взаимодействия использована модель квазиоднородного электронного газа.

6. ИЗЭНТРОПИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ УДАРНО-СЖАТЫХ МЕТАЛЛОВ

Использованная в гл. 2—4 техника ударных волн позволяет получать высокие давления и температуры в сжатых средах, в то время как область пониженных плотностей (включая кривую насыщения и окрестность критической точки металлов) оказывается недоступной для таких методов исследования. Стационарные эксперименты при нормальном давлении и температурах ниже 2500 К определяют теплоемкость, изотермическую и адиабатическую сжимаемости, а также возникающие при плавлении скачки энтропии и плотности ^{116,117}. К настоящему времени до давлений 50 Кбар определены кривые плавления металлов и общий вид фазовой диаграммы ¹¹⁶, а до 300 кбар — их изотермическая сжимаемость ¹¹⁷.

В диапазоне давлений до 1,0—5,0 Мбар свойства металлов определяются на основе абсолютных фиксаций ударной и изэнтропической сжимаемости сплошных и пористых образцов^{20,23}, а до давлений в десятки мегабар — путем сравнительных измерений^{27—30}.

Неисследованной, таким образом, остается обширная и важная в практическом отношении часть фазовой диаграммы (см. рис. 1, 2), характеризующаяся большим разнообразием и крайней сложностью описания происходящих здесь физических процессов. В этой области реализуется неидеальная по отношению к широкому спектру межчастичных взаимодействий плазма, плотная разогретая металлическая жидкость, по мере расширения которой происходит снятие вырождения электронной компоненты, ее рекомбинация, переход «металл — диэлектрик» и высокотемпературное испарение металла в газовую или плазменную фазы. Имеющаяся сейчас информация относительно этих процессов крайне ограничена и существует в виде полуэмпирических оценок и немногих измерений. Достаточно отметить, что из более чем 80 металлов периодической системы параметры критической точки определены только у трех наиболее легкокипящих^{17,19,118}, не говоря уже о более подробной информации о виде фазовой диаграммы металлов при высоких давлениях и температурах.

В область пониженных плотностей и высоких давлений позволяет продвинуться метод изэнтропического расширения^{119—125}, основанный на генерации плотной плазмы при изэнтропическом расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте ударной волны.

С целью определения возможностей динамических методов для изэнтропической генерации неидеальной плазмы были проведены¹²⁶ расчеты энерговыделений в конденсированной фазе, приводящих при своем адиабатическом распаде к плавлению и испарению в волне разгрузки. Как следует из полуэмпирических оценок^{118,127} (см. табл. II), ввиду коллективи-

Таблица II

Параметры критических точек и давления P_H на ударных адиабатах металлов различной пористости, приводящие к испарению, конденсации и достижению околоскритических состояний

Металлы	Ni				Al				Cu				Pb																			
	Критическая точка																															
T_c, K	10300								8000								8400								5000							
$P_c, \text{кбар}$	9,1								4,5								7,5								1,9							
$\rho_c, \text{г/см}^3$	2,2								0,6								2,4								3,2							
$S_c, \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot K}$	36,5								33,5								35,3								49,8							
Пористость Испарение Критическая точка Конденсация	} $P_H, \text{Мбар}$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=4$	$m=1$	$m=2$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=4$	$m=1$	$m=2$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=3$	$m=1$	$m=4$	$m=1$	$m=2$							
		3,8	0,3	1,7	0,2	2,7	0,2	0,7	0,1	7,3	0,5	4,4	0,5	7,5	0,7	1,9	0,4	20	1,9	10	2,7	20	3,9	5,0	1,3							

зации внешних электронов критические температуры металлов являются достаточно высокими и во многих случаях сравнимы с их потенциалами ионизации^{1,118}. Поэтому пары металлов на правой ветви бинадали, по-видимому, термически ионизованы, а высокотемпературному испаре-

нию металлов соответствует переход непосредственно в неидеальное плазменное состояние, минуя, в отличие от изученных сейчас элементов, обла-

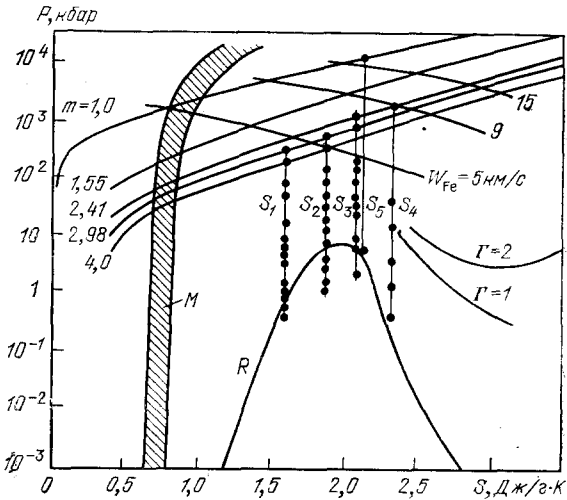


Рис. 19. Энтропийная диаграмма меди.

M, R — границы плавления и кипения, *m* — ударные адиабаты различной пористости, *S* — изэнтропы расширения, *W* — кривые торможения железных ударников. Кружки — эксперимент из 121-122.

сти неионизованного газа. Это обстоятельство может отразиться на кинетике высокотемпературных фазовых переходов¹²⁹, а также резко исказить привычный вид фазовой диаграммы вещества, приводя к появлению дополнительных областей фазового расслоения и новых экзотических фазовых переходов (гл. 7). Основанные на энтропийном критерии²⁶ оценки энерговыделений, приводящие к фазовым переходам при адиабатическом расширении металлов, показывают¹²⁶ (рис. 19, 20 и табл. II), что для достижения закритических условий в волне разгрузки требуются генераторы ударных волн чрезвычайно высокой интенсивности, лежащей на грани энергетических возможностей химических ВВ^{20, 23}. Необходимые амплитуды ударных волн могут быть существенно понижены¹¹⁹ применением пористых мишеней, обеспечивающих более эффективное увеличение энтропии ударного сжатия.

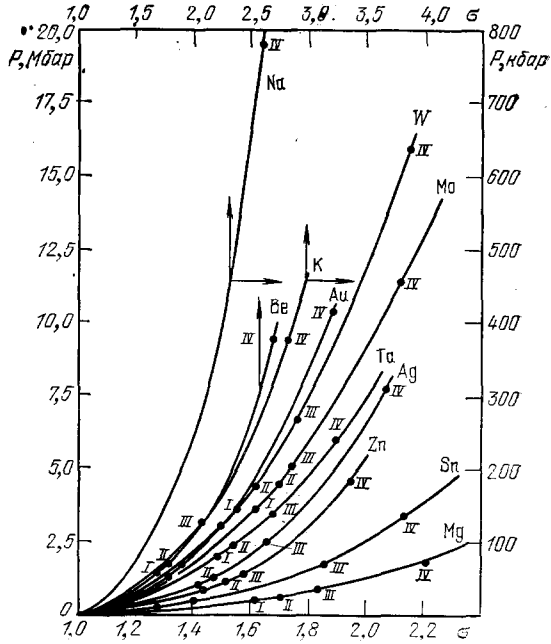


Рис. 20. Интенсивности ударных волн, вызывающих плавление (начало — I, конец плавления — II), кипение — III, достижение критической точки — IV в изэнтропической волне разгрузки¹²⁶, $\sigma = \rho/\rho_0$.

Немногочисленные пока эксперименты по фиксации разлета вещества под действием ударных волн можно разделить по характеру получаемой в них физической информации на две группы. Первая группа

экспериментов ^{130, 131, 124} основана на идее Зельдовича ^{119, 26} определять энтропию ударного сжатия твердых тел путем регистрации конечных состояний расширившегося вещества. В экспериментах второй группы ^{120-123, 125} проводится подробная регистрация изэнтроп разгрузки во всей промежуточной области параметров от твердого тела до плазмы или газа.

После прохождения по исследуемому веществу ударных волн экстремальных интенсивностей расширяющаяся среда попадает в состояние идеального газа или плазмы ^{26, 119}, энтропия которых (совпадающих с энтропией ударно-сжатого вещества) может быть просто вычислена по измеренным значениям температуры, давления или плотности. В таком виде

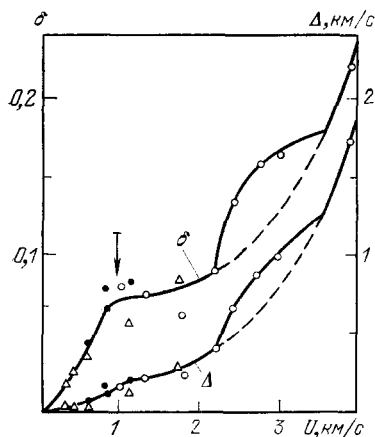


Рис. 21. Отклонение от закона «удвоения» скорости при изэнтропическом расширении свинца в воздухе атмосферного давления ¹²⁵.

Равновесное и метастабильное (штриховые линии) расширения, точки — эксперимент. Стрелкой отмечено плавление в волне разгрузки.

данную методику пока не удается реализовать из-за больших трудностей получения при ударном сжатии состояний с необходимо высокой энтропией. В случае ударных волн меньшей интенсивности конечные состояния оказываются в твердой или жидкой фазе, что позволило использовать ¹³² фотоэлектрический метод фиксации остаточной температуры меди и на этой основе найти ¹³³ ее энтропию и температуру при давлениях до 1,8 Мбар. В ¹²⁸ энтропия натрия, стронция, бария и урана определялась путем оптических адсорбционных измерений доли испарившегося металла под действием коротких ударных волн с $P \sim 0,2-3$ Мбар, возбуждаемых тонкими (0,1—1 мм) ударниками, движущимися со скоростями 2—6 км/с. Как следует из энтропийного анализа ¹²⁶, ударные волны столь умеренных интенсивностей могут вызвать заметное испарение металлов лишь в результате их расширения до чрезвычайно низких давлений, что заставило авторов ¹²⁸ проводить опыты в вакууме $\sim 10^{-5}$ Торр. Адсорбционные измерения, выполненные в условиях существенной неоднородности течения, позволили найти ¹²⁸ степень испарения металла, связав ее на основе качественных соображений о кинетике неравновесного процесса испарения с энтропией ударно-сжатого металла. В серии последующих работ качественные представления об испарении и ионизации в волне разгрузки были использованы для анализа высокоскоростного соударения твердых тел и для создания флуоресцирующих барьерных облаков в космическом пространстве с целью изучения магнитосферы Земли ¹³⁴.

Измерения скорости расширения W в воздух $P_0 = 1$ бар свинца после прохождения по нему ударных волн с амплитудами 0,4—3 Мбар применялись в ¹²⁴ для изучения испарения в волнах разгрузки. Зарегистрированное рис. 21 отклонение от правила «удвоения скоростей» является экспериментальным свидетельством эффекта испарения. Давление, при

котором начиналось испарение свинца¹²⁴, для одной из изэнтроп определяло точку ее пересечения с фазовой границей, для описания которой привлекались оценки¹²⁸, основанные на принципах термодинамического подобия. Эти оценочные значения энтропии использовались затем для уточнения полуэмпирических уравнений состояния жидкого свинца. Полученные в¹²⁴ данные дают, кроме того, интересную информацию о кинетике испарения и конденсации металлов при их адиабатическом расширении. Для анализа кинетики существенно, что при изэнтропическом расширении проявляется уникальная и нереализуемая в большинстве других случаев возможность¹³⁵ проникновения в область абсолютной неустойчивости однофазной системы $(\partial P/\partial V)_T > 0$ путем нестатического изменения давления, так как в критической точке, где $(\partial P/\partial V)_T = 0$, величина $(\partial P/\partial V)_S$ остается отрицательной, так же как и внутри спинодали. Кинетика снятия неравновесности в этом случае является безактивационной, определяется главным образом теплопередачей и допускает в условиях эксперимента, как показали оценки^{129,135}, пересыщения в несколько градусов.

Анализ кинетики распада металлической метастабильной жидкости показал¹²⁹, что ввиду заметной термической ионизации металлического пара на бинадали, метастабильная фаза содержит значительное количество зарядов, которые являются эффективными центрами конденсации, приводя в условиях экспериментов¹²⁰⁻¹²⁵ к временам фазовой релаксации порядка 10^{-9} с. Данные измерений^{120-125,130,131} подтверждают эту точку зрения (рис. 21), свидетельствуя о квазиравновесном характере высокотемпературной конденсации металлов. Для дополнительного выяснения этого вопроса в¹²⁴ была поставлена серия опытов по фиксации скорости разлета металла в воздух пониженного давления и анализу удара паров свинца о медный экран. В равновесном случае в меди возбуждалась ударная волна с $P = 0,73$ Мбар, в то время как удар перегретого свинца дал бы вдвое большее давление.

Отметим еще ряд работ по изучению разлета вещества после прохождения по нему ударных волн^{130,136,178}. Используя технику сходящихся конических волн, в¹³⁰ получены две точки по расширению урана и меди в воздух атмосферного давления. На основе этих данных сделана корректировка уравнения состояния¹⁷⁹, которое, однако, не обладает правильной асимптотикой при $V \rightarrow \infty$. Результаты по отражению от мягких преград ударных волн в пористой меди представлены в¹³⁶, где авторов интересовали главным образом вопросы двухфазной газодинамики.

Вторая группа экспериментов¹²⁰⁻¹²⁵ с адиабатами разгрузки основана на фиксации не только конечных, но и промежуточных состояний, возникающих при изэнтропическом расширении вещества (рис. 22). Ударная волна, распространяясь по исследуемому веществу M , вызывает его сжатие и необратимый нагрев до состояния a . Выход ударной волны на границу L раздела с более мягкой в динамическом отношении преградой P приводит к образованию центрированной волны Римана C^+C^- , в которой происходит адиабатическое расширение ударно сжатого вещества из состояния a в состояние i . Такое расширение металла генерирует в преграде ударную волну, распространяющуюся со скоростью D_i . Регистрация D_i дает возможность по известной ударной адиабате h_i определить давление и массовую скорость движения преграды, которые, в силу условия непрерывности²⁶ на контактной границе Γ , совпадает с соответствующими характеристиками расширяющегося металла.

Используя преграды различной динамической жесткости и регистрируя возникающие при этом P и U , можно непрерывным образом просле-

дуть ход изэнтропы расширения $P = P_S(u)$ от состояний на адиабате Гюгонио до более низких давлений и температур. Применение метательных систем различной мощности позволяет варьировать приращение энтропии в ударной волне и, тем самым, исследовать различные изэнтропы, перекрывающие выбранную область фазовой диаграммы. Переход от гидродинамических Pu - к термодинамическим $P - V - E$ -переменным может быть осуществлен путем вычисления интегралов Римана (2.2), выражающих законы сохранения для данного типа автомодельного течения.

В работе ¹²⁰ с использованием линейных и сферических взрывных систем методом «преград» зарегистрированы три изэнтропы расширения

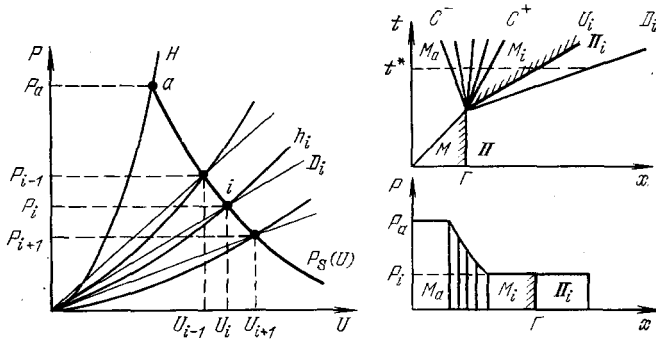


Рис. 22. Принципиальная схема экспериментов по методу адиабатического расширения ^{120—126}.

ударно-сжатого урана. Эксперименты выполнены главным образом в жидкой фазе, в то время как окрестность критической точки, двухфазная и плазменная области оказались не изученными, что заставило авторов ¹²⁰ для описания хода изэнтроп в области пониженных давлений ограничиться качественными оценками.

В серии работ ^{121—125} проведено систематическое изучение адиабатического расширения свинца и меди, которые для увеличения эффектов диссипации готовились в виде мелкодисперсного порошка. При этом особое внимание уделялось плазменной области параметров, которая была достигнута путем использования в качестве преград сжатых до давлений 1—50 бар газов, в то время как повышенные плотности и давления металлов достигались применением «мягких» конденсированных преград (легкие металлы — Al, Mg, плексиглас, полиэтилен, фторопласт и различные пенопласты).

Для определения динамических параметров газовых преград низкого давления привлекались результаты термодинамических расчетов ударных адиабат аргона и ксенона с учетом многократной ионизации, электронного возбуждения и кулоновской неидеальности ⁶⁰. При повышенных давлениях и скоростях достоверность термодинамических расчетов уменьшается, что заставляло в этом случае использовать экспериментальные данные гл. 4 по фиксации ударной сжимаемости плотной плазмы, а также в ряде опытов проводить одновременную независимую регистрацию волновой и массовой скоростей движения ударно-сжатой плазмы.

Экспериментальные данные рис. 23, 24 показывают, что процесс адиабатического расширения охватывает весьма широкий диапазон параметров (четыре порядка по давлению и два — по плотности), от сильно-сжатой металлической жидкости, где ионы неупорядочены, а электроны:

вырождены, до квазиидеальной бoльцмановской плазмы и разреженного металлического пара. По мере расширения в системе происходят разнообразные малоизученные физические процессы — снимается вырождение электронов, коренным образом перестраивается электронный энергетический спектр, осуществляется частичная рекомбинация плотной плазмы, реализуется переход «металл — диэлектрик» в электронной неупорядоченной структуре и возникает неидеальная по отношению к различным видам межчастичного взаимодействия плазма.

Проведенные эксперименты ¹²¹⁻¹²⁵ показали отсутствие заметных скачков термодинамических функций или каких-либо гидродинамических

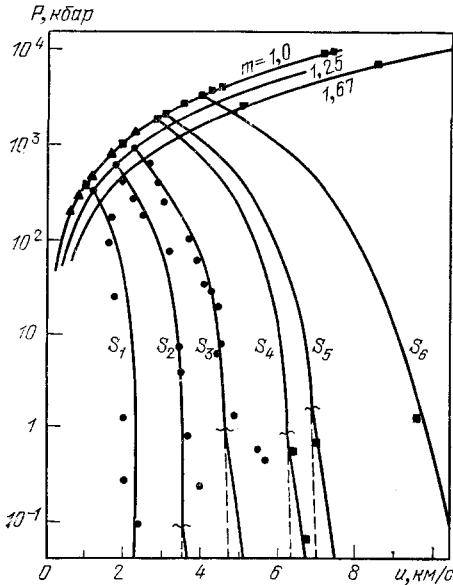


Рис. 23. $P - u$ -диаграмма свинца ¹²⁵. m — ударные адиабаты различной пористости, S — изэнтропы расширения. Штриховые линии — метастабильные ветви; кружки, треугольники, квадраты — эксперимент.

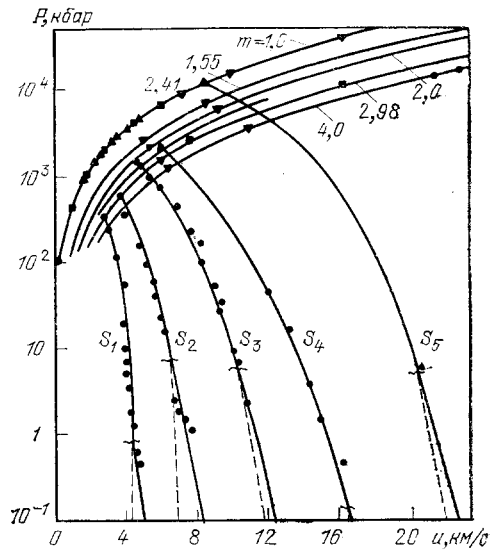


Рис. 24. $P - u$ -диаграмма меди ¹²⁵. Обозначения, как на рис. 23.

аномалий, которые можно было бы интерпретировать как специфические плазменные фазовые превращения. Подчеркнем, что обсуждаемые в ^{1, 2, 79, 80} фазовые переходы наиболее вероятны именно в исследованном диапазоне параметров, так как увеличение температуры и уменьшение плотности бoльцмановской плазмы, а также увеличение давления вырожденной плазмы приводит к относительному уменьшению эффектов неидеальности (см. гл. 1).

Наибольшие стадии расширения металлов в ¹²¹⁻¹²⁵ соответствуют реализации околоскритических состояний. Вхождение изэнтроп в двухфазную область жидкость — пар со стороны жидкой фазы сопровождается испарением, а со стороны газовой фазы — конденсацией, приводя к изменению их наклона ¹³⁷ и дополнительному приращению скорости в волне разгрузки. Наличие этих изломов на экспериментальных кривых и их соответствие априорным оценкам эффектов испарения ^{118, 129} является дополнительным свидетельством равновесности процесса двухфазного расширения. Характер полученной термодинамической информации находится также в согласии с оценками параметров критической точки и фазо-

вой границы кипения, полученной в ¹¹⁸, ¹²⁸. Из выполненных экспериментов следует, что фазовые диаграммы меди и свинца в исследованной их части имеют обычный вид с одной критической точкой фазового перехода «жидкость — пар».

Опытные данные по изэнтропическому расширению явились основой для построения полуэмпирических уравнений состояния ¹³⁸, описывающих имеющуюся совокупность статических и динамических данных в твердой,

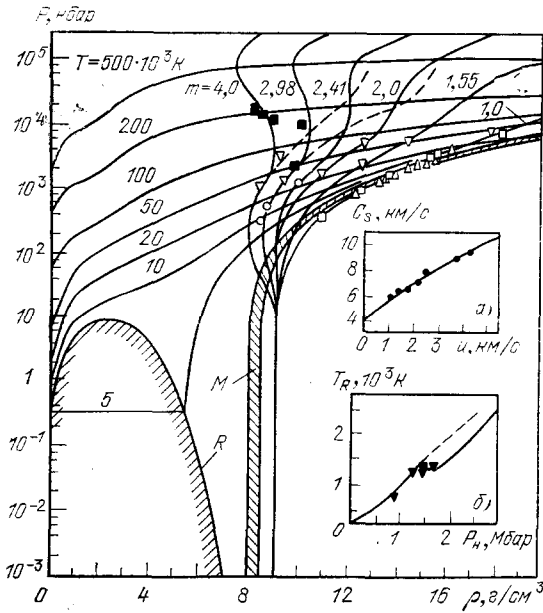


Рис. 25. Фазовая диаграмма меди. Использовано полуэмпирическое уравнение состояния из ¹²⁵. m — ударные адиабаты различной пористости. Пунктир — адиабаты из ¹⁴¹. T — изотермы; M , R — фазовые границы плавления и кипения, двухфазные области заштрихованы. а) c_s — скорость звука на ударной адиабате, б) температура в волне разгрузки ¹³³.

жидкой и плазменной фазах, воспроизводящих эффекты плавления и испарения и имеющих при сверхвысоких давлениях и температурах правильный асимптотический переход к теориям Томаса — Ферми и Дебая — Хюккеля. Построенная на основе такого уравнения состояния ¹²⁵ фазовая диаграмма меди представлена на рис. 25.

7. О ПЛАЗМЕННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Ввиду серьезных трудностей последовательного теоретического описания плазмы с сильным межчастичным взаимодействием, для качественного анализа такой среды в настоящее время широко привлекаются модельные теории ^{1, 2, 12, 188, 189}, основанные на физических упрощениях и экстраполяциях развитых для слабонеидеальной плазмы представлений о квантовых и коллективных эффектах при кулоновском взаимодействии. Характерно, что в ряде таких моделей система в области повышенной неидеальности теряет термодинамическую устойчивость, что связывается ^{2, 5, 14, 79, 80, 188, 197} с возможностью фазового перехода и расщеплением системы на фазы различной плотности.

Модельный анализ сильно сжатых вырожденных электронных систем ^{2, 12} приводит к возможности фазового перехода с образованием электронной упорядоченной структуры ¹⁴⁷ — «винеровского кристалла». Свойства этого кристалла, а также его фазовая диаграмма подробно исследованы в большом количестве работ (см. ^{2, 12, 197, 198, 199} и соответствующие ссылки), где рассмотрены ситуации с нулевой и конечной температурами.

В последнем случае кривая раздела электронной жидкости и вигнеровского кристалла имеет критическую точку, а граница стабильности такого кристалла при $T = 0$ достаточно неопределенна ($r_s \geq 33$)^{148, 200, 201}. Расчеты методом молекулярной динамики классической однокомпонентной плазмы^{149, 202} также предсказывают образование кристалла при $\Gamma \sim 155 \pm 10$, что близко к ранним оценкам¹⁵⁰. В¹⁵¹ эти фазовые переходы связываются с плавлением металлов. Диэлектрическая проницаемость сильно сжатых кулоновских систем и устойчивость неидеальной плазмы проанализированы в обстоятельных обзорах²⁰³⁻²⁰⁴.

Более сложной и разнообразной является ситуация в реальной многокомпонентной плазме. Считая, что основным эффектом в плотной плазме

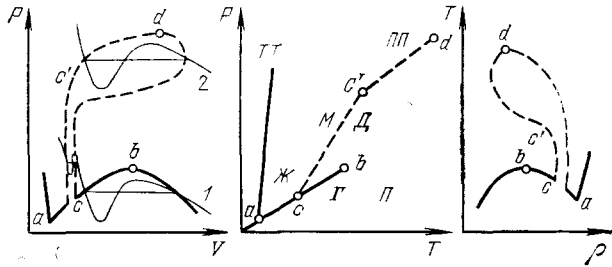


Рис. 26. Схематические графики, поясняющие возможный характер равновесий в плазме^{79, 80, 188}.

a, b — тройная и критическая точки, $М$ — металл, $Д$ — диэлектрик.

является поляризация, в¹⁵² рассмотрена модель, в которой внутриатомные электроны находятся в экранированном потенциале $V(r) = -(e^2/r) \exp(r/r_0)$. Численное решение уравнения Шредингера для этого потенциала позволяет найти критическое значение¹⁵² $r_0 \sim 0,84a_0 = 0,84\hbar^2/me^2$, при котором исчезает основное состояние и которое соответствует «моттовскому» переходу металл — диэлектрик.

Возможности аномалий в термодинамических функциях при металлизации плотных паров обсуждалась Ландау и Зельдовичем⁷⁹, которые предположили, что металлические системы могут содержать две фазовые границы: для перехода жидкость — газ и для перехода металл — диэлектрик (рис. 26). Связь этих переходов с плазменными аномалиями анализировалась в^{80, 153, 189}.

В последнее время появилось значительное количество исследований, посвященных изучению фазовых превращений в невырожденной сильно неидеальной плазме, в которых на базе простых моделей^{2, 80, 12, 14, 188, 154} проанализированы появляющиеся здесь многочисленные возможности. Основным эффектом, ответственным за конденсацию многокомпонентной плазмы, является кулоновское притяжение разноименных зарядов, а стабилизация возникшей фазы обеспечивается квантовыми эффектами — интерференцией, а при больших плотностях — вырождением и перекрыванием электронных оболочек ионов. Кроме того, обсуждаются¹⁵⁴ возможности фазового перехода в слабоионизованной плазме, вызванные сильным взаимодействием зарядов с нейтралами. Выход за рамки эвристических моделей был предпринят в¹⁴, где в псевдопотенциальном приближении расчеты методом Монте-Карло также предсказывают фазовое расслоение плотной плазмы.

Являясь заведомо приближенными, модельные теории страдают большой неопределенностью предсказаний, приводя в ряде случаев к качественно различным выводам, но являясь постоянным стимулом для экспериментальных поисков этих экзотических эффектов.

Возможные гидродинамические эффекты при динамическом воздействии на плазму проанализированы в^{137, 24}, где указаны типы фазовых

переходов, которые могут быть зарегистрированы при ударном или изэнтропическом изменении давления. В общем случае фазовые аномалии при сжатии или расширении металлов^{34, 35, 120-125} проявились бы в изломах изэнтроп на рис. 13, 23, 24. Особенно показательным в этом отношении являются эксперименты¹²¹⁻¹²⁵ (см. рис. 23, 24), где в одной серии опытов удается проследить поведение вещества в чрезвычайно широком диапазоне параметров и где можно ожидать большинство из предсказанных теорией фазовых аномалий. Данные экспериментов по изэнтропическому сжатию^{34, 35} и расширению металлов^{120-125, 130, 131}, а также опытов по быстрому¹⁵⁵ и медленному²⁵ электровзрыву металлов электрическим током не дают определенных указаний на какие-либо аномалии, вызванные фазовыми переходами в неидеальной плазме. Отметим в этой связи, что в динамических экспериментах удается зафиксировать не только испарение (см. рис. 19, 21, 23), но и такой, оказывающий малое влияние на гидродинамику течения^{137, 24} эффект, как плавление вещества (см. рис. 21).

В¹⁷⁸ представлены результаты изучения динамики разлета ударно-сжатых веществ в длинных (60—200 мм) цилиндрических и конических каналах. Измеряя скорости движения светящихся плазменных ступок и найдя отличия этих скоростей от автомоделльных решений¹⁵⁶ (полученным для идеального газа, $\gamma = 1,4$ в предположении стационарности подающей волны), авторы¹⁷⁸ делают вывод о фазовых аномалиях в расширяющейся плазме.

К сожалению, в¹⁷⁸ отсутствует прямая регистрация параметров движущейся плазмы в сложном и заведомо нестационарном течении, что заставило авторов¹⁷⁸ прибегнуть к качественным оценкам.

При ударном сжатии неидеальной плазмы фазовые переходы приводили бы к изменению ударной сжимаемости, увеличение которой при дополнительных условиях¹³⁷ может приводить к образованию непрерывных волн сжатия и многоволновых структур, а резкое уменьшение сжимаемости — к потере устойчивости ударной волны. В опытах по ударному сжатию цезия и тяжелых инертных газов такого рода аномалии обнаружены не были, а зарегистрированные адиабаты Гюгонио и Пуассона (рис. 10, 11, 13, 23, 24) имеют вид гладких кривых.

Кроме того, найденный (гл. 5) в экспериментах характер изменения термодинамических функций неидеальной плазмы соответствует однофазной ситуации.

Об отсутствии заметных фазовых превращений в исследуемой области параметров свидетельствуют, кроме того, и результаты электрофизических (рис. 16) и оптических (рис. 18) измерений, которые интерпретируются (гл. 5) в рамках однофазных моделей плазмы.

Отметим, что на основании существующих представлений^{23, 24, 192} фазовые переходы в динамических экспериментах могут происходить за весьма короткие ($\sim 10^{-10}$ — 10^{-6} с) времена, значительно меньшие, чем в статических условиях. Это делает маловероятным (хотя и не исключает вовсе) «закалку» плазменных фаз при нестационарных воздействиях.

Говоря о плазменной конденсации, в настоящее время принято^{2, 5} апеллировать к серии работ^{157, 158}, где по мнению авторов были выявлены аномальные эффекты при выходе детонационной волны из конденсированного ВВ на свободную поверхность заряда. Исследуя этот процесс с помощью высокоскоростной кино съемки с хорошей воспроизводимостью, наблюдалось образование яркосветящегося плазменного ступка (см. обложку журнала¹⁵⁸), который существовал в течение нескольких десятков микросекунд и проявлял «металлический характер»^{157, 158} электропроводности. Плазменный ступок слабо изменял свою форму за время

полета и «перетекал» по изогнутым стеклянным трубкам без видимого их разрушения, что в ^{157, 158} связывалось со «стабильностью» генерируемой плазмы, т. е. с существованием в системе энергии связи и внутреннего давления, как это имеет место в вигнеровской ¹⁴⁷ квазикристаллической модели электронной плазмы или в модели невырожденной плотной плазмы Эккера — Вейзеля ¹⁵⁹.

В работах ^{157, 158} дана интерпретация наблюдаемых эффектов, согласно которой «вигнеровский кристалл» образуется в результате «химической ионизации» во фронте детонационной волны, а после выхода этой волны из заряда ВВ находится в метастабильном состоянии. Эти плазменные представления легли затем в основу ¹⁶⁰ модели детонации конденсированных ВВ, согласно которой ведущим детонацию процессом является не ударная волна, а электронная теплопроводность.

Внимательный анализ работ ^{157, 158} показал ^{161, 162}, что представленная в них интерпретация не является однозначной и встречает возражения, а выводы о плазменном фазовом переходе недостаточно обоснованы, тем более, что в ^{157, 158} отсутствуют прямые измерения плотности, на которую в первую очередь должен сказаться такой переход.

Просвечивание плазмы импульсным рентгеновским излучением с длиной волны 10^{-2} и $0,9 \text{ \AA}$ показало ¹⁶¹ отсутствие аномально высокой плотности плазмы, а ее измеренные значения оказались в $8 \div 10$ раз превосходящими плотность воздуха атмосферного давления, что хорошо согласуется с результатами традиционного расчета плазменных состояний за фронтом воздушной ударной волны ⁷⁷. Регистрация выходящего из плазмы оптического излучения показала ^{161, 67}, что в отличие от выводов ^{157, 158} это излучение не является аномальным и соответствует яркостной температуре $(8-10) \cdot 10^3 \text{ K}$, что близко к обычному расчету ⁷⁷, а коэффициент оптического поглощения плазмы также не содержит ⁶⁷ каких-либо аномалий. Измеренная в ⁶⁴ электропроводность сгустка (рис. 16) полностью описывается моделью разреженной плазмы (гл. 5). Опыты по выходе детонационной волны в вакуум ¹⁶¹ и гелий ¹⁶² привели к отсутствию свечения плазмы, в то время как согласно концепции ^{157, 158} это свечение должно было бы только усилиться. Для объяснения наблюдаемых скоростей движения плазменного сгустка в ^{157, 158} привлекались искусственные соображения о «реактивной тяге при рекомбинации», в то время как эти скорости легко рассчитываются на основе распада разрыва на границе ВВ — воздух. Таким образом, выполненные эксперименты ^{161, 162} и анализ имеющихся данных показывают, что термодинамические, оптические, электрофизические, гидродинамические и механические свойства плазменного сгустка полностью описываются моделью идеальной плазмы в предположении, что этот сгусток образован путем сжатия и необратимого разогрева воздуха во фронте волны, возникающей при расширении продуктов детонации конденсированного ВВ. Основной причиной неверного вывода ^{157, 158} о плазменной конденсации явилась малая скорость бокового расширения стеклянных каналов трубок ввиду их значительной массы, что было ошибочно интерпретировано как «стабильность» плазмы.

В сильно сжатой плазме возможно появление электронных фазовых превращений, связанных с переходом внутренних электронных оболочек атома или иона из дискретного спектра в непрерывный. Фазовые переходы, связанные с перераспределением электронов по оболочкам в процессе сжатия, теоретически проанализированы методами зонной теории в ^{163, 164} и зарегистрированы экспериментально в ^{165, 23}. В ^{11, 166} предсказаны электронные превращения в ультрамегабарном диапазоне давлений, соответствующие фазовому переходу первого рода, когда в одной фазе данная электронная оболочка находится в непрерывном, а в другом — в дискрет-

ном спектре. Естественно, что такие электронные переходы соответствуют по существу серии фазовых переходов, вызванных «ионизацией давлением» последовательности электронных оболочек. Оценка параметров этих превращений методами квазиклассической теории¹⁶⁶ приводит к давлениям, большим 300 Мбар, перспективы получения которых мы рассмотрим в следующем параграфе.

8. ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

По существующим сейчас представлениям^{1, 11}, свойства плазмы радикальным образом упрощаются при экстремально высоких давлениях и плотностях, когда внутренние электронные оболочки атомов и ионов оказываются «раздавленными» и реализуется квазиравномерное распределение электронной плотности внутри элементарных ячеек Вигнера — Зейтца. В этом случае справедливо квазиклассическое приближение к методу самосогласованного поля¹¹, когда описание ведется не на кванто-механическом языке волновых функций и собственных значений, а через среднюю плотность электронной компоненты плазмы. Эти представления составляют основу модели Томаса — Ферми, область применимости которой определяется малостью обменных, корреляционных и оболочечных эффектов¹¹. Соответствующие буквенные критерии их малости приводят к общей оценке нижней границы применимости модели Томаса — Ферми $P_{гр} \gg e^2/a_0^4$, соответствующей экстремально высоким давлениям $\gg 300$ Мбар ($T = 0$), которые значительно превосходят возможности экспериментальных устройств, основанных на использовании химических конденсированных ВВ²⁰⁻²⁴. Поэтому в настоящее время активно ведется поиск альтернативных способов генерации сверхвысоких параметров, которые позволили бы приблизиться к области квазиклассического описания с целью оценки реальной границы его применимости. К таким способам относятся использование мощных ударных волн, возникающих в ближней зоне сильных взрывов^{6, 27-30, 32, 177, 180, 221}, применение когерентного лазерного излучения^{167-172, 219}, релятивистских электронных и ионных пучков²¹¹⁻²¹⁴, электродинамических методов ускорения²¹⁵⁻²¹⁸ и электровзрыва тонких металлических фольг¹⁷³⁻¹⁷⁴.

В опытах с мощными ударными волнами^{6, 27-30, 32, 177, 180, 221}, выполненных по методу отражения, определение динамической сжимаемости веществ при давлениях в десятки — сотни мегабар осуществлялось сравнительным способом — путем регистрации скоростей ударных волн, проходящих последовательно через слои исследуемых веществ, одно из которых являлось эталоном. В опытах по динамическому сжатию сплошных веществ в качестве эталона использовался свинец²⁷⁻²⁹ и железо³², для которых строились интерполяционные ударные адиабаты, связывающие область сверхвысоких ($P \gtrsim 100$ Мбар) давлений с доступным для прямых^{20, 23} экспериментов диапазоном давлений ≤ 10 Мбар.

Экстраполяция экспериментальных данных²⁸ в область высоких давлений привела к оценке нижней границы применимости теории Томаса — Ферми ~ 150 Мбар. Предпринятая в³¹ переобработка этих данных путем использования уточненного варианта эталонной ударной адиабаты свинца (учтены квантовые обменные и корреляционные поправки¹¹) привела авторов³¹ к выводу о применимости квантово-статистических моделей для холодного вещества, начиная с давлений ~ 300 Мбар, а для $T = 10$ эВ — с 50 Мбар.

Этому выводу противоречат, однако, более поздние эксперименты^{32, 180} (рис. 27), где на Pb, Fe, Al и SiO₂ были зарегистрированы сильные отклонения от модели Томаса — Ферми в диапазоне давлений 10—

160 Мбар. В соответствии с ³², ¹⁸⁰ эти отличия являются следствием неучитываемых простейшими моделями ¹⁷⁵ так называемых «осцилляционных» эффектов ¹⁶⁶, обусловленных дискретным спектром энергии и приводящих к резким немонотонностям термодинамических функций. Наличие при сверхвысоких ($P \geq 300$ Мбар) давлениях осцилляций, вызванных оболочечной структурой, следует также и из более точных расчетов методом присоединенных плоских волн ¹⁷⁶ и других квантовомеханических моделей ¹¹³, ¹⁸¹. Поэтому вопрос о способах теоретического описания сверх-

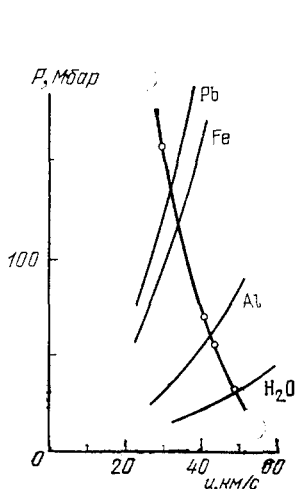


Рис. 27. Параметры ударного сжатия в эксперименте ³². Кривые — расчет по ³¹.

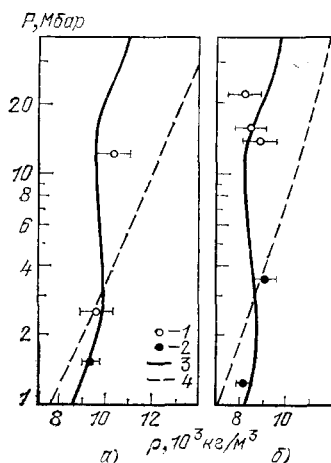


Рис. 28. Сжатие пористой меди ударными волнами.

а) исходная пористость $m = \rho_0/\rho_{00} = 3$; б) $m = 4$. Кружки — эксперимент. 1 — ³⁰, 2 — ¹⁴¹. Сплошные кривые (3) — ударные адиабаты, рассчитанные по химической модели плазмы ¹ (5.1)–(5.5). Штриховые линии (4) — теория Томаса — Ферми с поправками ¹⁷⁵.

плотной плазмы и, в частности, о действительной границе применимости квазиклассических методов является сейчас открытым и привлекает к себе повышенное внимание.

На рис. 28 представлены результаты экспериментов по сжатию пористой меди мощными ударными волнами ³⁰, дающими экстремально высокие концентрации тепловой энергии. При максимальных температурах $\sim 2,5 \cdot 10^5$ К реализуется сверхплотная пятикратно ионизованная слабо вырожденная ($n\lambda^3 \sim 0,7$) плазма с чрезвычайно высокими параметрами $P \sim 20,9$ Мбар, $n_e \sim 2 \cdot 10^{23}$ см⁻³, $\Gamma \sim 2$. Рис. 28 демонстрирует разумное описание свойств такой среды плазменной моделью «ограниченного атома» ⁷³, ⁷³ с учетом короткодействующего отталкивания в рамках модели твердых сфер (см., кроме того, ²⁴⁰). Погрешности, возникающие при описании моделью Томаса — Ферми свойств плотной плазмы, обсуждаются в ²²⁰.

Эксперименты по регистрации сравнительной сжимаемости ^{27–30}, ³², ¹⁷⁷ содержат неопределенность, связанную с экстраполяционной процедурой построения ударной адиабаты эталона. Эта неопределенность отсутствует в экспериментах по абсолютной регистрации состояний на ударной адиабате молибдена ⁶ и алюминия ¹⁸⁰ при сверхвысоких давлениях. В опытах ⁶ на расстоянии 1,1 м от ядерного заряда (рис. 29) за поглотителем медленных нейтронов из В₄С помещался блок из урана-235, на котором

монтировался исследуемый образец из молибдена с расположенными в нем световодами для базисной регистрации скорости движения фронта ударной волны. Нейтронный поток, возникающий при подрыве ядерного устройства *A*, вызывает быстрый объемный нагрев урана до температуры ~ 50 эВ, который при своем последующем расширении приводит к генерации в молибдене плоской ударной волны с амплитудным давлением ~ 20 Мбар. Измерение второго кинематического параметра — скорости

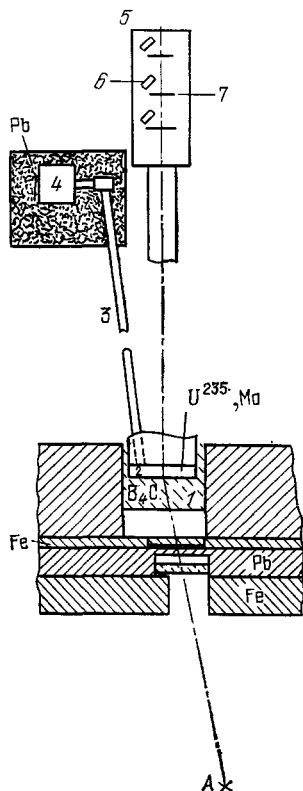


Рис. 29. Схема опытов по генерации мощных ударных волн с помощью ядерного взрыва ⁶.

A — ядерный заряд, *1* — поглотитель медленных нейтронов $\text{В}_4\text{С}$, *2* — экспериментальная сборка из урана-235 и молибдена, *3* — световоды (длина 12 м), *4* — регистраторы оптического излучения, *5* — пролетный нейтронный спектрометр, *6* — твердотельные детекторы, *7* — фольги из лития и плутония.

движения ударно-сжатого молибдена — осуществлялось по доплеровскому сдвигу резонансных линий нейтронного поглощения в диапазоне энергий 0,3—0,8 кэВ, регистрируемых пролетным нейтронным спектрометром. Молибден в дальнейшем ¹⁷⁷ был использован как эталон в экспериментах по измерению сравнительной сжимаемости урана при давлении ~ 67 Мбар (давших более высокие, чем предсказывалось квазиклассической теорией, давления), а также 13 других веществ в диапазоне давлений 10—70 Мбар ²²¹. Отметим, что при обработке этих данных авторам ¹⁷⁷

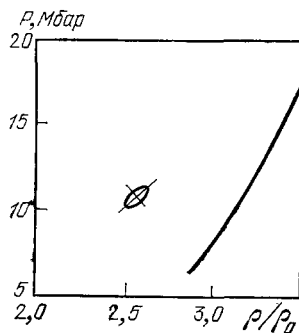


Рис. 30. Сопоставления данных абсолютных измерений ударной сжимаемости алюминия ¹⁸⁰ с результатами интерполяции ³¹, основанных на квантостатистической модели.

пришлось прибегнуть к экстраполяции (от $P \sim 20$ Мбар до $P \sim 50$ Мбар) эталонной адиабаты молибдена. В абсолютных измерениях ¹⁸⁰ регистрация фазовой и массовой скорости ударных волн в алюминии осуществлялась с помощью γ -активных реперных слоев и расположенных параллельно друг другу щелевых коллиматоров, расстояния между которыми представляло базу измерений. Регистрируемое спинциляционными датчиками γ -излучение возникало в результате нейтронного поглощения помещенных в алюминий реперных образцов, изготовленных из материала с большим сечением радиационного захвата (европий). Данные этих опытов свидетельствуют (рис. 30) о значительных (до 3 раз в давлении) отличиях

квантово-статистической модели при $P \sim 11$ Мбар от эксперимента, хотя на основании представленных в ¹⁸⁰ данных и трудно судить о реальной погрешности измерений.

Лазеры дают уникальную возможность для фокусировки когерентного электромагнитного излучения на малые ($\sim 10^{-4}$ см²) поверхности, что приводит к экстремально высоким локальным концентрациям энергии ^{8, 219}. Достигнутые в настоящее время удельные мощности, вкладываемые в мишени, составляют $W \sim 10^{14} - 10^{17}$ Вт/см² и в ближайшем будущем могут быть, по-видимому, доведены до 10^{20} Вт/см² ¹⁶⁹. Возникающий в результате действия таких световых потоков «импульс отдачи» генерирует мощную ударную волну, которая может быть использована для сжатия и необратимого разогрева плотной плазмы исследуемых мишеней ^{167, 169, 171, 172}. Анализ ¹⁶⁹ гидродинамических расчетов интенсивностей ударных волн, возникающих при воздействии существующих и проектируемых лазерных систем на разные материалы, показывает (рис. 31), что в этом случае имеется реальная возможность продвигнуться в ультрамегабарный диапазон давлений и исследовать свойства сверхплотной плазмы.

При конструировании лазерных мишеней для таких экспериментов возникает ряд специфических требований ^{169, 172, 219, 227}, диктуемых физическими особенностями процесса и характеристиками диагностических средств. Толщина мишени определяется требованием отсутствия искажающих волн разгрузки в момент окончания лазерного импульса и малого влияния «нетепловых» электронов, возникающих в зоне резонансного поглощения лазерного излучения. Диаметр мишени выбирается ¹⁶⁹ из условий получения достаточно высокой интенсивности излучения и отсутствия боковых волн разгрузки. Кроме того, размер мишени должен быть достаточно мал ^{170, 169}, либо необходимо использовать специальные экраны ^{226, 225} для уменьшения роли поверхностных токов из разогретой плазмы.

Первые опыты по возбуждению ударных волн в водороде и плексиглазе были выполнены с маломощным неодимовым лазером ¹⁶⁷ с энергией $q \sim 12$ Дж длительностью импульса $\tau \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с. Ввиду малого размера фокального пятна (40 мкм) ударные волны быстро затухали и вырождались в сферические. Для получения плоских ударных волн в ¹⁷¹ использовалась более мощная лазерная система — $q \sim 30$ Дж, $\tau \sim 0,3 \cdot 10^{-9}$ с. Измеряя время прохождения ударной волной ступенчатого алюминиевого образца, были зарегистрированы скорости фронта ударной волны 13 км/см, соответствующие давлению ~ 2 Мбар. Эти давления были увеличены ¹⁷²

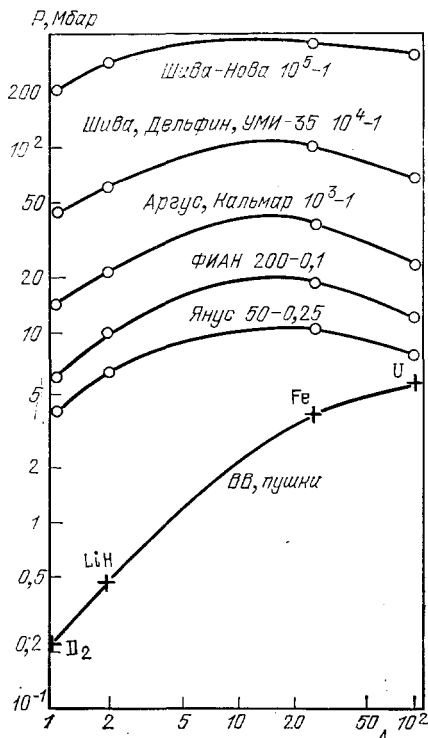


Рис. 31. Максимальные амплитуды ударных волн ¹⁶⁹, генерируемые различными лазерными системами.

Первая цифра — энергия в Дж, вторая — время импульса в 10^{-9} с; нижняя кривая — доступные для техники химических ВВ и легкогазовых пушек параметры, А — атомный номер элемента мишени.

на порядок, рис. 32, путем использования лазера с повышенными параметрами $q \sim 100$ дж, $\tau \sim 0,3 \cdot 10^{-9}$ с, дающими на мишени интенсивность излучения $8 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Здесь ¹⁷² использована мишень малого диаметра, уменьшающая, по мнению авторов ¹⁷², роль поверхностных токов ¹⁷⁰, и получено соответствие теории и эксперимента. Наибольшие сейчас давления $P \sim 35$ Мбар получены ²²² на лазерной установке «Шива» ²²³ при облучении световым потоком с $W \sim 3 \cdot 10^{15}$ Вт/см² составной мишени из алюминия и золота. В опытах ²²⁴ для получения информации о массовой скорости движения плазмы был использован метод «отражений» ²⁰, в котором осуществлялся переход ударной волны из алюминия

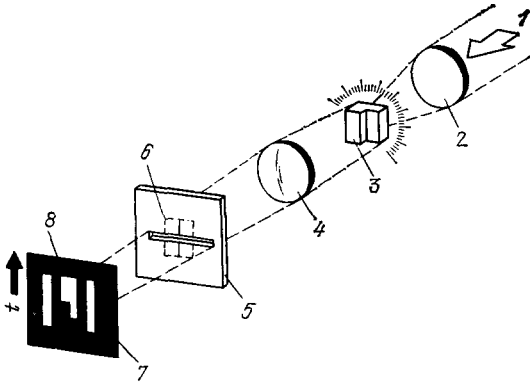


Рис. 32. Схема опыта по лазерной генерации ударных волн ¹⁷¹, ¹⁷². 1 — излучение лазера, 2 — система фокусировки, 3 — ступенчатая мишень, 4 — оптика ЭОП, 5 — цель ЭОП, 6 — изображение мишени, 7 — фотопленка, 8 — регистрируемое изображение.

($P \sim 3$ Мбар) в золото ($P \sim 6$ Мбар). Применение CO_2 лазера ²²⁵ в условиях $W \sim 4,5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², когда мала роль нетепловых электронов, дало интенсивности ударных волн в алюминии ~ 5 Мбар.

Анализ физических процессов в лазерной плазме показывает ²²⁷, ²¹⁹, что основным ограничением при генерации ударных волн в однородных мишенях является прогрев вещества высокоэнергетическими электронами, возникающими в зоне резонансного поглощения. Поэтому применение коротковолнового лазерного излучения (полученного с применением нелинейных кристаллов KDP или в системах на K₂F, Se и т. п.) позволяет существенно увеличить диапазон достигаемых давлений. Перспективным способом генерации сверхплотной плазмы является также использование удара тонких фольг, разогнанных лазерным излучением до скоростей в десятки км/с ²²⁸, ²²⁹.

Интересный пример использования нетепловых электронов для изохорного нагрева плазмы представлен в ²²⁶, где нетепловые электроны с $T_e \sim 15$ кэВ вызывали быстрый нагрев и взрыв трехмикронного слоя алюминия, приводящего при своем расширении к генерации ударной волны с амплитудным давлением ~ 13 Мбар.

Опыты с лазерными системами предъявляют чрезвычайно высокие требования к диагностической аппаратуре. Временное и пространственное разрешение должно быть не хуже 10^{-11} с и 10^{-4} см. Поэтому в настоящее время в большинстве лазерных опытов удается ¹⁶⁷, ¹⁷¹, ¹⁷², ²²², ²²⁴, ²²⁵, ²²⁶ измерить только скорость ударной волны, в то время как для регистрации еще одного динамического параметра — скорости движения плазмы — рассматриваются самые разнообразные возможности: метод преград ²²⁴, ²³², импульсная рентгенография ²³⁰, доплеровский сдвиг линий ¹⁶⁹ и т. п.

Созданные для целей управляемого термоядерного синтеза и решения прикладных задач мощные ($\sim 10^{14}$ Вт) импульсные генераторы релятивистских электронов и ионов ²¹¹⁻²¹⁴ позволяют фокусировать высокоинтен-

сивные пучки в мишенях диаметром в несколько миллиметров. Вкладываемые таким образом удельные мощности $\sim 10^{14}$ — 10^{18} Вт/см² вызывают испарение и разлет внешней части мишени, приводя к абляционной генерации мощных ударных волн.

Приняв те же, что и при лазерном воздействии, требования^{227, 219} к одномерности и квазистационарности течения плазмы в мишени, и учитывая, что характерные пробеги электронов с энергией \sim Мэв в металлах $\sim 0,1$ — 1 мм, можно оценить амплитуды ударных волн в плазме на уровне десятков Мбар²³². В выполненных сейчас первых опытах по генерации ударных волн в металлах при помощи пучков релятивистских электронов^{212, 213, 233} максимальные давления не превосходят ~ 3 Мбар. Проведены фиксации скорости движения и временного профиля ударной волны, дающие информацию о прочностных свойствах материалов и параметрах уравнения состояния. Интересными возможностями обладает метод абляционного ускорения фольг под действием рентгеновского излучения, возникающего при торможении релятивистского электронного пучка во внешней металлической части мишени²³⁴. Таким образом в конической мишени была получена скорость движения полиэтиленовой оболочки $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с и зарегистрирован нейтронный выход D-D-реакции $\sim 3 \cdot 10^6$ нейтронов за импульс.

В последнее время наряду со ставшими традиционными методами импульсного управляемого термоядерного синтеза, возбуждаемого лазерным излучением или потоками заряженных частиц, все большее внимание уделяется схеме, использующей удар макроскопических лайнеров (массой $\sim 0,1$ г), разогнанных до скоростей 10^7 — 10^8 см/с^{215, 218}. Ясно, что рассматриваемые для этих целей высокоскоростные метательные устройства, основанные на электродинамических методах ускорения, могут быть использованы для генерации сверхмощных ударных волн и исследований с их помощью свойств плазмы при экстремальных давлениях и температурах. В линейном магнитодинамическом ускорителе сверхпроводящий ударник разгоняется в неоднородном магнитном поле, создаваемом катушками, включение которых синхронизуется с движением ударника²³⁵. В проекте²³⁶ ускорение ударника осуществляется серией схлопывающихся к оси симметрии Z-пинчей.

Среди большого числа электродинамических ускорителей твердых тел наиболее разработанным в настоящее время является рельсотронный ускоритель²¹⁵⁻²¹⁷. В этом устройстве (рис. 33) разгон ударника 1 осуществляется под действием пондеромоторной силы

$$F = \frac{1}{2} J^2 L$$

при протекании по электродам 3 (линейная индуктивность L) электрического тока J . При этом ускоряющая сила F не должна превосходить пределов прочности материала ударника ($J \ll 1$ МА²¹⁶), а наилучший электрический контакт с рельсами обеспечивает горящая в тыльной части диэлектрического лайнера электрическая дуга 2, прижатая к нему магнитным полем. Работоспособность таких систем была продемонстрирована в опытах²³⁷, где при питании рельсотрона индуктивным накопителем и гомополярным генератором (энергия 500 Мдж) получены скорости $W \sim 6$ км/с ($m \sim 3$ гр), и в²¹⁷, где использование батареи конденсаторов (энергия $\sim 0,6$ Мдж) и линейного магнитокумулятивного генератора позволило довести скорость метания до 10—11 км/с.

Еще одним способом продвижения вверх по шкале давлений является электрический взрыв проводников, возникающий при разряде на них мощной конденсаторной батареи (рис. 34). В работах^{173, 174, 238} батарея

конденсаторов емкостью 17,2 МФ и напряжением 100 квольт сообщает тонкой алюминиевой фольге удельную энергию, превосходящую в 10—100 раз характерную внутреннюю энергию конденсированных ВВ. Расширяясь, фольга ускоряет танталовый ударник толщиной ~ 13 мкм до 16 км/с, что соответствует ударному давлению ~ 20 Мбар. В условиях этого эксперимента¹⁷³⁻¹⁷⁴ выполняются регистрации скорости фронта ударной волны (ступенчатая мишень) и скорости полета ударника (лазерный интерферометр Фабри — Перро), что в соответствии с методом отражения²⁰ может дать количественную информацию о динамической сжи-

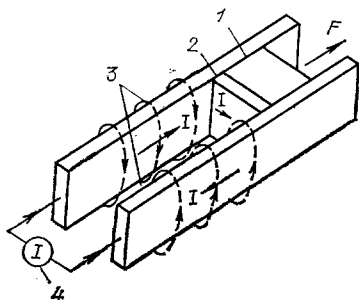


Рис. 33. Схема рельсотрона²¹⁶.
1 — ударник, 2 — электрическая дуга,
3 — токоподводящие рельсы, 4 — источник питания.

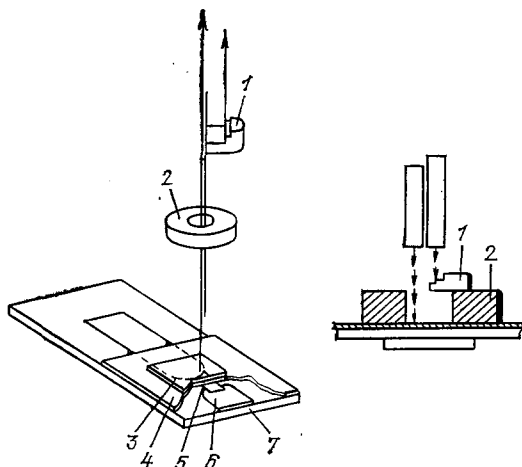


Рис. 34. Схема электровзрывной установки^{173, 174}.
1 — ступенчатая мишень, 2 — канал для движения ударника,
3 — метаемая пластина, 4 — пластмассовая изоляционная прокладка, 5 — взрываема фольга, 6 — токоподводящие шины, 7 — массивная подложка.

маемости исследуемого материала. В настоящее время на этой установке выполнены методические эксперименты²³⁸ по фиксации ударной сжимаемости тантала при давлениях до 4,5 Мбар.

Таким образом, применение в динамической физике плазмы новых источников импульсной локальной концентрации энергии позволит в ближайшем будущем генерировать ударные волны экстремальной интенсивности и продвинуться в область экзотически высоких давлений и температур плазмы.

Автор благодарит Ф. И. Дубовицкого и А. М. Прохорова (по инициативе которого написан этот обзор) за поддержку работ, а также Л. В. Альтшулера, Л. П. Пятаевского и Б. М. Смирнова за полезные дискуссии и ценные замечания по рукописи.

Институт химической физики
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Фортвов В. Е. Модели уравнений состояния вещества.— Черногловка: РИО ИХФ АН СССР, 1980.
2. Норман Г. Э., Старостин А. Н.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 413.
3. Грязнов В. К. и др., Теплофизические свойства рабочих сред ядерной энергетической установки с газозамным реактором.— М.: Атомиздат, 1980.
4. Research on Uranium Plasmas and Their Technological Applications: Proc. of Symposium in Gainessvill, Florida/Ed. K. Thom, R. T. Schneider. Washington: NASA, 1971; 2-nd Symposium on Uranium Plasmas. Atlanta, Georgia, 1971.

5. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы/Под ред. Л. С. Полака.— М.: Наука, 1971.
6. Ragan C. E. III, Silbert M. G., Diven B. C.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2860; in: High Pressure Science and Technology/Ed. B. Vodar, Ph. Marteau.— Lnd.: Pergamon Press; 1980.— V. 2, p. 993.
7. Linhart J. G.— Nucl. Fusion, 1970, v. 10, p. 211.
8. Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Карльдирылы, Г. Кноффеля.— М.: Мир, 1974.
9. Юпитер I, II/Перев. под ред. В. Н. Жаркова.— М.: Мир, 1978.
10. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П.— УФН, 1976, т. 119, с. 401.
11. Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В.— УФН, 1975, т. 117, с. 3.
12. Эбелинг В., Крефт В., Кремн Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле.— М.: Мир, 1979.
13. Кудрин Л. П. Статистическая физика плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.
14. Замалин В. М., Норман Г. Э., Филинов В. С. Метод Монте-Карло в статистической термодинамике.— М.: Наука, 1977.
15. Балеску Р. Статистическая механика заряженных частиц.— М.: Мир, 1967.
16. Кулик П. П., Норман Г. Э., Полак Л. С.— Хим. выс. энергий, 1976, т. 10, с. 203; 1977, т. 11, с. 195.
17. Алексеев В. А.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 644; УФН, 1972, т. 106, с. 393.
18. Асиновский Э. И., Зейгарник В. А.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 1278.
19. Ross R. G., Greenwood D. A.— Prog. Mater. Sci., 1971, v. 14, p.173.
20. Альтшулер Л. В.— УФН, 1965, т. 85, с. 197.
21. Кормер С. Б.— УФН, 1968, т. 94, с. 641.
22. Минеев В. Н., Иванов А. Г.— УФН, 1976, т. 119, с. 75.
23. Davison L., Graham R. A.— Phys. Rept., 1979, v. 55, p. 256.
24. Duvall G. E., Graham R. A.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 525.
25. Shaner J. W., Gathers G. R., In: High Pressure Science and Technology/Ed. Timmerhaus K. D., Barber M. S.— N.Y.: Plenum, Press, 1979.— V. 12, p. 847.
26. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
27. Альтшулер Л. В., Моисеев Б. Н., Попов Л. В., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 785.
28. Трунин Р. Ф., Подурец М. А., Симаков Г. В., Попов Л. В., Моисеев Б. Н.— ЖЭТФ, 1972, т. 60, с. 1044.
29. Трунин Р. Ф., Подурец М. А., Моисеев Б. Н., Симаков Г. В., Попов Л. В.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1172; Изв. АН СССР. Сер. «Физика Земли», 1971, № 1, с. 13.
30. Зубарев В. Н., Подурец М. А., Попов Л. В., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф.— В кн. Детонация. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978— С. 61.
31. Альтшулер Л. В., Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Чекин Б. С.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, С. 1212.
32. Волков Л. П., Волошин Н. П., Мангасаров Р. А., Симоненко В. А., Синько Г. В., Сорокин В. Л.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 546. Аврорин Е. Н., Водолага Б. К., Волков Л. П., Владимиров А. С., Симоненко В. А., Черноволюк Б. Т.— Ibid., с. 727.
33. Ломакин Б. Н., Фортов В. Е.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 42.
34. Кунавин А. Г., Кириллин А. В., Коршунов Ю. С.— ТВТ, 1973, т. 11, с. 261; 1974, т. 13, с. 1304.
35. Исаков И. М., Ломакин Б. Н.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 262.
36. Lusne P. S., Hardesty D. R.— J. Chem. Phys., 1973, v. 59, p. 6513.
37. Фортов В. Е.— Физ. гор и взрыва, 1972, т. 8, с. 428.
38. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 686.
38. Фортов В. Е., Красников Ю. Г.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1645.
39. Фортов В. Е.— Ж. ПМТФ, 1972, № 6, с. 156; в кн. Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 56.
40. Бушман А. В., Ломакин Б. Н., Сеченов В. А., Фортов В. Е., Щекотов О. Е., Шарипджанов И. И.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1624.
41. Дихтер И. Я., Зейгарник В. А.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 471.
42. Барольский С. Г., Ермохин Н. В., Кулик П. П. и др.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 176; ТВТ, 1971, т. 9, с. 665; 1979, т. 15, с. 693.

43. Ломакин Б. Н., Фортвов В. Е., Щекотов О. Е.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 154; т. 9, с. 628, 869.
44. Сеченов В. А., Щекотов О. Е.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 652.
45. Ломакин Б. Н., Фортвов В. Е.— ТВТ, 1971, т. 9, с. 66.
46. Серяков К. И.— Физ. гор. и взрыва, 1970, № 1, с. 48.
47. Сеченов В. А., Сон Э. А., Щекотов О. Е.— Письма ЖТФ, 1975, т. 19, с. 819; ТВТ, 1977, т. 15, с. 411.
48. Павлов Г. А., Кучеренко В. М. Ibid., с. 409.
49. Рябинин Ю. Н., Газы при больших плотностях и высоких температурах.— М.: Физматгиз, 1959.
50. Волков В. А., Карасев А. Б., Ткаченко Б. К.— Acta Astronautica, 1976, v. 14, p. 371; ТВТ, 1978, т. 16, с. 411; Физ. плазмы, 1980, т. 6, с. 1115.
51. Ткаченко Б. К., Титаров С. И., Карасев А. Б., Алипов С. В.— Физ. гор. и взрыва, 1976, № 5, с. 763; в кн. IV Конференция по теплофизическим свойствам веществ. Тезисы. Минск, 1978; в кн. VI Конференция по динамике излучающего газа. Тезисы.— Москва, 1980.
52. Cristian R. H., Yarger F. L.— J. Chem. Phys., 1955, v. 33, p. 2042.
53. Deal W. E.— J. Appl. Phys., 1957, v. 28, p. 782.
54. Explosives Research Laboratory.— Bruceton, Pa. OSRD, 1943.— 1488.
55. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
56. Жарков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин.— Ж. ПМТФ, 1967, № 1, с. 31.
57. Дремин А. Н., Савров С. Д.— ДАН СССР, 1968, т. 179, с. 624.
58. Попов Е. Г., Провалов А. А., Цикулин М. А.— Ibid., 1970, т. 194, с. 805.
59. Petschek H. et al.— J. Appl. Phys., 1955, v. 26, p. 83.
60. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортвов В. Е.— Ж. ПМТФ, 1973, № 3, с. 70.
61. Забабахин Е. И.— В кн. Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970. С. 313.
62. Фортвов В. Е., Иванов Ю. В., Дремин А. Н., Грязнов В. К., Беспалов В. Е.— ДАН СССР, 1975, т. 221, с. 1307; ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1624.
63. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Дремин А. Н., Фортвов В. Е.— Ibid., с. 2059.
64. Иванов Ю. В., Дремин А. Н., Минцев В. Б., Фортвов В. Е.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 216.
65. Минцев В. Б., Фортвов В. Е.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 401.
66. Модель И. Т.— ЖЭТФ, т. 32, с. 714.
67. Беспалов В. Е., Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А., Фортвов В. Е.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 266.
68. Иванов Ю. В., Минцев В. Б., Дремин А. Н., Фортвов В. Е.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 97.
69. Минцев В. Б., Грязнов В. К., Фортвов В. Е.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 116.
70. Войтенко А. Е.— ДАН СССР, 1964, т. 158, с. 1278; 1966, т. 169, с. 547.
71. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А., Дремин А. Н., Першин С. В.— В кн. Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1975.— С. 39.
72. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А., Грязнов В. К., Дремин А. Н.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 225.
73. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Иосилевский И. Л., Фортвов В. Е.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 573.
74. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С.— Ж. ПМТФ, 1969, № 4, с. 127.
75. Roth J.— J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 1429.
76. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Фортвов В. Е.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 140.
77. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
78. Fortov V. E., Grashov V. K., Ivanova A. N.— In: XIII Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.— Berlin, 1977.— P. 218.
79. Ландау Л. Д., Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1944, т. 14, с. 32.
80. Норман Г. Э.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1686.
81. Зеленер Б. В.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 893.

82. Мейсон Э., Сперлинг Г. Вириальное уравнение состояния.— М.: Мир, 1972.
83. Физика простых жидкостей/Под ред. Г. Темперли, Дж. Роулинсона, Дж. Рашбрука.— М.: Мир, 1971.
84. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л.— Численные методы механики сплошной среды (Новосибирск), 1973, т. 4, № 5, с. 166.
85. Спитцер Л. Физика полностью ионизованной плазмы.— М.: Мир, 1965.
86. Хомкин А. Л.— ТВТ, 1974, т. 10, с. 870.
87. Климонтович Ю. Л., Эбелинг В.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 905.
88. Gould H. A., DeWitt H. E.— Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 68, Williams R. H., DeWitt H. E.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, p. 2326.
89. Kihara T., Aono O.— J. Phys. Soc. Japan, 1963, v. 18, p. 837. Itakawa I.— Ibid., p. 1499.
90. Валуев А. А., Норман А. Л.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 191.
91. Воробьев В. С., Хомкин А. Л.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 204.
92. Грязнов В. К., Иванов Ю. В., Старостин А. Н., Форттов В. Е.— Ibid., с. 643.
93. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах.— М.: Мир, 1971.
94. Keeler R. N., van Thiel M., Alder V. J.— Physica, 1965, v. 31, p. 1437.
95. Conwell E. M., Weiscoref V. E.— Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 388.
96. Ковалев Б. М., Кулик П. П., Ломакин Б. Н., Рябый В. А., Форттов В. Е.— Физ. гор. и взрыва, 1974, № 10, с. 289.
97. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках.— М.: Наука, 1970.
98. Ермохин Н. В., Ковалев Б. М., Кулик П. П., Рябый В. А.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 695.
99. Ралиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С.— Физ. плазмы, 1976, т. 2, с. 858; Численные методы механики сплошной среды, 1973, т. 4, № 4, с. 88; ТВТ, 1968, т. 6, с. 801; 1970, т. 8, с. 689.
100. Маев С. А.— ЖЭТФ, 1970, т. 40, с. 567.
101. Биберман Д. М., Норман Г. Э.— УФН, 1967, т. 91, с. 193.
102. Батенин В. М., Минаев П. В.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 647.
103. Кобзев Г. А., Куриленков Ю. К., Норман Г. Э.— Ibid., с. 193.
104. Куриленков Ю. К., Минаев П. В.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 563.
105. Shog V. W.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2023.
106. Лисица В. С.— УФН, 1977, т. 122, с. 449.
107. Ковальский Г. А., Севастьяненко В. Г. Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики/Под ред. М. Ф. Жукова.— Новосибирск. Наука, Сиб. отд-ние. 1977.— С. 11.
108. Авилова И. А., Биберман Д. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха.— М.: Наука, 1970.
109. Каменьщиков В. А., Пластинин Ю. А. и др. Радиационные свойства газов при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1971.
110. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М. и др.— ТВТ, 1969, т. 7, с. 529.
111. Schlüter D.— Zs. Phys., 1968, Bd. 210, S. 80.
112. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме.— М.: Мир, 1971.
113. Никифоров А. Ф., Новиков В. Г., Орлов Н. Ю., Уваров В. Б. Препринт ИПМ АН СССР, № 172.— Москва, 1979.
114. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Низовский В. Л., Шабанов В. П.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 905.
115. Ковыков А. А., Резин А. П., Соколов А. И.— Ibid., 1974, т. 12, с. 806.
116. Тонков Б. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении.— М.: Наука, 1979.
117. Hultgen R., Desai P. D., Hawkings O. T. Selected Values of the Thermodynamical Properties of the elements.— Metal Park, 1973. Мао Н. К., et al.— J. Appl. Phys. 1978, v. 49, p. 3276.
118. Форттов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 1072.
119. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1577. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 1402.
120. Scidmore C., Morris E.— In: Proc. of Symposium on Thermodynamics of Nuclear Materials.— Vienna J.A.E.A., 1962.— P. 173.
121. Форттов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А., Першин С. В.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 30.

122. Глушак Б. А., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н.— В кн. Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М.: Наука, 1974.— С. 87.
123. Леонтьев А. А., Фортвов В. Е., Дремин А. Н.— В кн. Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.— С. 575.
124. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Бушман А. В., Додуланов И. П., Зубарев В. Н.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1866.
125. Альтшулер Л. В., Бушман А. В., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Леонтьев А. А., Фортвов В. Е.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 741.
126. Леонтьев А. А., Фортвов В. Е.— Ж. ПМТФ, 1974, № 3, с. 162.
127. Young D. A., Alder B. J.— Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 3, p. 364.
128. Hogung K.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 2548.
129. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А.— ТВТ, 1975, т. 14, с. 1072.
130. De Beaumont P., Leugonie L. J.— In: Intern. Symposium on Detonation.— Pasadena, 1970.— P. 430.
131. Hognung K., Michel K. W.— J. Chem. Phys., 1972, v. 56, p. 2072.
132. Taylor J. W.— J. Appl. Phys., 1962, v. 34, p. 2727.
133. Фортвов В. Е., Дремин А. Н.— Физ. гор. и взрыва, 1973, т. 9, с. 743.
134. Dgaratz S. et al.— In: XVI Meeting of COSPAR.— Konstanz; June 1973.— f. 10.
135. Зельдович Я. Б., Годес О. М.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 1441.
136. Алексеев Ю. А., Ратников В. П., Рыбаков А. П.— Ж. ПМТФ, 1971, № 2, с. 101.
137. Фортвов В. Е.— ТВТ, 1972, т. 10, с. 86.
138. Бушман А. В., Фортвов В. Е., Шариджанов И. И.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 1095.
139. Калиткин Н. Н., Кузьмина Г. В., Шариджанов И. И. Препринт ИИМ АН СССР № 43.— Москва, 1976.
140. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
141. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н.— ЖЭТФ, 1962, т. 42.
142. Кормер С. Б., Урлин В. Д., Попова Л. Т.— ФТТ, 1961, т. 3, с. 2131.
143. Урлин В. Д.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 485.
144. Сапожников А. Т., Першина А. В.— Цит. в³⁰ сб.— С. 101.
145. Boissier C., Fiogese G.— Rev. Phys. Appl., 1977, v. 12, p. 857.
146. Royle E. V. Rept. UCRL-51121.— 1977.
147. Wigner E.— Trans. Farad. Soc., 1938, v. 34, p. 678.
148. Carmi G.— J. Math. Phys., 1968, v. 9, p. 2120.
149. Pollock E. L., Hansen J. P.— Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 3110.
150. Brush S. C., Sahlin H. L., Teller E.— J. Chem. Phys., 1966, v. 45, p. 2102.
151. Ivanov V. A., Makarenko I. N. et al.— Phys. Lett. Ser. A, 1974, v. 47, p. 75.
152. Mott N. F.— Phil. Mag., 1967, v. 16, p. 49.
153. Алексеев В. А., Велихов Е. П., Лопанцева Г. А.— In: Electricity from MHD, Vienna, 1966.— V. 1, p. 214.
154. Якубов И. Т., Храпак А. А.— УФН, 1979, т. 129, с. 45; Электроны в плотных газах и плазме.— М.: Наука, 1981.
155. Мартынюк М. М.— Физ. гор. и взрыва, т. 1977, т. 13, с. 213. Дихтер И. Я., Зайгарник В. А.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 471.
156. Честер У.— В кн. Проблемы механики/Под ред. Х. Драйфена, Т. Кармана.— М.: ИЛ, 1963.
157. Сооск М. А.— J. Appl. Phys., 1955, v. 26, p. 426; 1959, v. 30, p. 1881; J. Chem. Phys. 1955, v. 24, p. 60; Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1961, v. 259, p. 508.
158. Сооск М. А. et al.— J. Appl. Phys., 1958, v. 29, p. 1612.
159. Ekker G., Weizel W.— Ann. Phys., 1956, v. 17, p. 126.
160. Сооск М. А. The Science of High Explosives.— N. Y.: Reinhold, 1958.
161. Фортвов В. Е., Мусянков С. И., Якушев В. В., Дремин А. Н.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 957.
162. Davis W. C., Campbell A. W.— J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 1225. Kendrew A., Whitbread L.— In: Symposium on Detonation, ONR, 1960.
163. Роусе Е. В.— Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 929.
164. Архипов Р. Г.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1601; ФТТ, 1962, т. 4, с. 1077.
165. Альтшулер Л. В., Баканова А. А.— УФН, 1968, т. 96, с. 193.

166. Киржниц Д. А., Шпатаковская Г. В.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 2082; Препринт ИПМ АН СССР № 54.— Москва, 1975.
167. Van Kessel C. G. M., Sigel R.— Phys. Rev., 1974, v. 33, p. 1020.
168. Kidder R. E.— Nucl. Fusion, 1968, v. 8, p. 3.
Fauguignon C., Flox F.— Phys. Fluids, 1970, v. 13, p. 386.
169. Trainor R. J., Graboske H. C., Long K. S., Shaner J. W.— Reprints UCRL-52562, 80257, 82141.
170. Benjamin R. A., McCall G. H., Ehler A. W.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 890.
171. Vessel L., Solem J.— Ibid., 1978, v. 40, p. 1391.
172. Trainor R. J., Shaner J. W., Auerbach J. M., Holmes N. C.— Ibid., 1979, v. 42, p. 1154.
173. Jackson R. K. et al.— In: Proc. of VI Intern. Symposium on Detonation.— ONR. ACR-221, 1976.— P. 775.
174. Steinberg D. et al.— Цит. в ⁶ сб.— P. 983. Report UCRL-52752.
175. Калиткин Н. Н.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 1534; Препринт ИПМ АН СССР № 35.— Москва, 1975.
176. McMahon A. K., Ross M.— Report UCRL-79050,— 1977; in: Proc. of VI Intern. AIRAPT Conference.— Colorado, 1978, V. 2, p. 920.
177. Ragan C. E. III — Цит. в ⁶ сб.— P. 993.
178. Русаков М. М. и др.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 20; 1977 т. 15, с. 449.
179. Gasner R.— In: Symposium on High Dynamic Pressure.— Paris, 1967.
180. Волков Л. П., Владимиров Н. П. и др.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 623.
181. Синько Г. В.— В кн. Численные методы механики сплошных сред. Новосибирск. ВЦ СО АН СССР, 1980. Т. 10, с. 124.
182. Alekseev V. A. et al.— High Temp.— High Pressure, 1975, v. 7, p. 676.
183. Renkert H., Hensel F., Frank E. U.— Ber. Bunsenges. Phys. Chem., 1971, Bd. 75, S. 507.
184. Freyland W.— Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 20, p. 5104.
185. Jermokhin N. V. et al.— J. de Phys., 1978, t. 39, Nr. 5, Suppl. Cl.
186. Ликальтер А. А.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 1219.
187. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.— Ibid., 1978, т. 17, с. 466.
188. Веденов А. А.— In: Proc. of Intern. Conference on Quiet Plasmas.— Frascati, Italy, 1967.— P. 107.
189. Baus M., Hansen L. P.— Phys. Rept., 1980, v. 59, No. 1.
190. Duvall G. E., Graham R. A.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 253.
191. Davison L., Graham R. A.— Physics Rept. 1979, v. 55, p. 256.
192. Бреусов О. Н.— В кн. Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.— С. 122.
193. Алексеев В. А., Веденов А. А.— УФН, 1970, т. 102, с. 665.
194. Якубов И. Т. В кн. Физика плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1979.— Вып. 1, с. 120.
195. Веденов А. А.— В кн. Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963.— Вып. 1. с. 273
196. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы и ионы в газах и плазме.— М.: Атомиздат, 1974.
197. March S. P.— Adv. Phys., 1975, v. 24, p. 101.
198. Van Horn H. N.— Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 342.
199. Weiser N., Cohen M. H.— J. Phys. Ser. C, 1969, v. 2, p. 193.
200. Serperley D.— Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 3126.
201. Devreese J. T., Brosens F., Lemmens L. F.— Ibid., 1980, v. 21, p. 1363.
202. Hansen J. P., Ibid., 1973.
203. Киржниц Д. А.— УФН, 1976, т. 119, с. 357.
204. Долгов О. В., Максимов Е. Г.— УФН, 1981, т. 135, с. 441.
205. Sechenov V. A.— In: Proc. of XV I.C.I.P.I.G., Contributed. papers.— Minsk, 1981, V. 1, p. 357.
206. Radtke R., Günther K.— Ibid., P. 355.
207. Gavrilov V. E., Gavrilova T. V.— Ibid., P. 339.
208. Vorobiov V. V. et al.— Ibid.— P. 361.
209. Bötticher W., Müller B.-H., Scheider J.-M.— Ibid., p. 335.
210. Ree F. H., Ross M.— Цит. в ⁶ сб.— P. 927.
Ross M., Nellis W., Mitchell A. C. Lawrence Livermore Lab.— Rept. UCRL-82316.— 1979.
211. Бабыкин М. В.— В кн. Итоги науки и техники. Сер. «Физика плазмы». М.: ВИНТИ, 1981. Т. 1, ч. 2. С. 5.
212. Демидов Б. А., Мартынов А. И. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 738.

213. Perry F. C., Widner M. M.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, p. 282; J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 127.
214. Sweeney M. A., Perry F. C., Assay J. R.— Bull. Am. Phys. Soc., 1981, v. 26, AB9, p. 650.
215. Proc. of Impact Fusion Workshop: Los Alamos Rept. LA-8000C.— 1979.
216. Hawke R. S., Scudder J. K.— Цит. в ⁶ сб.— P. 979.
217. Hawke R. S. et al.— Bull. Am. Phys. Soc., 1981, v. 26, AB7, p. 649.
218. Манзон Б. М.— УФН, 1981, т. 134, с. 611.
219. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортвов В. Е. Лазерная генерация мощных ударных волн.— Черногловка: РИО ОИХФ АН СССР, 1981.
220. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л.— ТВТ, 1981, т. 19, с. 1121.
221. Ragan C. E. et al.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 26, AB5, p. 649.
222. Holmes N. C.— In: Report on High Pressure Research Conference.— USA, 1980.
223. Laser Programm Annual Report. 1978. Lawrence Livermore Lab. Rept. UCRPL-50021-78.— 1979.— P. 261.
224. Wesser L. R., Solem J. C., Lieber A. I.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, p. 761.
225. Goldstone P. D., Benjamin R. F., Schaltz R. B.— Ibid., 1981, v. 38, p. 223.
226. Benett N. H. et al.— Ibid., p. 226.
227. More R. M.— Rept. UCRL-50028-79-2.— 1979.
228. Ripin В. Н. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 350; Phys. Fluids, 1980, v. 23, p. 1012.
229. Бондаренко Ю. А., Бурдонский И. Н. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 170.
230. Price R. H. et al.— Bull. Am. Phys. Soc., 1981, v. 26, AB1, p. 648.
231. Holmes N. C., Trainor R. J. et al.— Ibid., AB2, p. 649.
232. Sweeney M. A., Perry F. C., Assay J. R.— Ibid., AB9, p. 650.
233. Bailly-Salins R.— Цит. в ⁶ сб.— P. 986.
234. Боголюбский С. Л., Герасимов Б. П. и др.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 206.
235. Kolm H.— см. p. 205—215.
Kreisler M. N.— Ibid., P. 321.
236. Tidman D. E., Goldstein S. A.— Ibid.— P. 285.
237. Rashleigh S. C., Marshall R. A.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 2540.
238. Froeschner K. E., Chau H. et al.— Bull. Am. Phys. Soc., 1981, v. 26, AB6, p. 649.
239. Анисимов С. И., Беспалов В. Е. и др.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 67.
240. Godwal B. K., Sikka S. K., Chidambaram R.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1144.