

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Свойства неидеальной плазмы ударно-сжатых благородных газов и азота до 1 ТПа

М.А. Мочалов, Р.И. Илькаев

Представлены результаты экспериментальных исследований сжимаемости, скорости звука, температуры, электропроводности, поглощения и отражения света, выполненных во ВНИИЭФ, при ударном сжатии благородных газов (аргона, криптона, ксенона) и жидкого азота с применением конденсированных взрывчатых веществ в области давлений до $P \approx 1$ ТПа. Приведены экспериментальные устройства для генерации и диагностики состояний с высокой плотностью энергии. Полученные данные использованы для тестирования и уточнения моделей уравнений состояния в условиях влияния сильного межчастичного взаимодействия на свойства веществ в труднодоступной для расчётов области неидеальной плазмы высокого давления. Проведён анализ новой и имеющейся информации о свойствах неидеальной плазмы исследованных материалов.

Ключевые слова: неидеальная плазма, благородные газы, азот, адиабата Гюгонио, скорость звука, температура, электропроводность, уравнение состояния

PACS numbers: 43.25.Cb, 43.40.Jc, 52.25.Kn, 52.35.Tc, 64.30.Jk

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.02.039874>

Содержание

1. Введение (939).
 2. Ударно-волновое сжатие (941).
 3. Скорость звука и коэффициенты Грюнайзена (948).
 4. Температура, поглощение и отражение света в ударно-сжатых сжиженных благородных газах и азоте (949).
 5. Электропроводность азота, аргона, криптона и ксенона при ударном сжатии в области давлений до 100 ГПа (955).
 6. Заключение (959).
- Список литературы (960).

1. Введение

Современная физика высоких плотностей энергии охватывает области состояний с концентрацией энергии в веществе выше $10^4 - 10^5$ Дж см⁻³, что соответствует энергии связи атомов в конденсированных средах и уровню давлений в миллионы атмосфер. Высокая концентрация энергии в таких объектах вызывает процессы термической ионизации и/или ионизацию давлением, так что возникает неидеальная плазма, когда энергия межчастичного кулоновского взаимодействия сравнима или

превосходит кинетическую энергию движения частиц, а эффекты вырождения электронов существенны для расчёта уравнений состояния (УРС) и степени ионизации такой плазмы. В подобных состояниях теория предсказывает ряд качественно новых физических эффектов, таких как металлизация, плазменные фазовые переходы, диэлектризация и т.д., которые необходимо учитывать при построении УРС сильно сжатой плазмы. Фундаментальные исследования свойств плазмы экстремальных состояний имеют непосредственное отношение к решению технических проблем её применения в различных энергетических установках будущего, где такая плазма может использоваться в качестве рабочего тела. Без новых сведений о физических свойствах неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне давлений невозможна интерпретация данных земных и космических измерений, а также построение на их основе моделей эволюции, структуры и энергетики объектов. Эти сведения необходимы в широком диапазоне параметров состояния, малая часть которых доступна сегодня для лабораторных измерений. Широкое международное признание получили исследования свойств неидеальной плазмы, выполненные под руководством академика В.Е. Фортова его коллегами [1–9] и приведшие к созданию новой области физики — динамической физики плотной плазмы [10].

Основная информация о поведении веществ при высоких температурах и давлениях получена при измерениях сжимаемости в ударно-волновых экспериментах, и в ряде случаев ударные адиабаты являются единственным источником данных о силах межчастичного взаимодействия, знания о которых необходимы при теоретическом обосновании уравнений состояния исследуемых

М.А. Мочалов^(*), Р.И. Илькаев

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, просп. Мира 37, 607190 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация
E-mail: ^(*) postmaster@ifv.vniief.ru

Статья поступила 30 ноября 2024 г.,
после доработки 18 января 2025 г.

веществ. Простейшие по своей структуре криогенные жидкости благородных газов аргона, криптона и ксенона являются идеальными для изучения их свойств методом ударного сжатия. Высокие начальные плотности (например, в ксеноне $\rho_0 = 2,96 \text{ г см}^{-3}$ при $T = 165 \text{ К}$) позволяют в физических экспериментах достичь давлений $\sim 100\text{--}1000 \text{ ГПа}$ и плотностей $\sim 10\text{--}20 \text{ г см}^{-3}$. В силу прозрачности сжиженных газов нет принципиальных ограничений для регистрации излучения фронта ударных волн через слой ещё не сжатого вещества. Именно в экспериментах с благородными газами впервые были обнаружены и исследованы новые явления, возникающие при ударном сжатии. Общим для них является электронное возбуждение атома при перекрытии электронных оболочек из-за сильного сжатия, что приводит к сужению, а затем и к полному закрытию энергетического зазора. Поскольку оба указанных эффекта взаимосвязаны, необходимо измерения ударного сжатия дополнить экспериментами по изучению электропроводности и температуры. При этом роль электронного возбуждения определяется косвенно по отклонению экспериментальных адиабат от теоретических, а параметры моделей электронной структуры теоретически определяются из сопоставления с опытом.

К настоящему времени разработаны динамические методы, которые позволили продвинуться в изучении физических свойств веществ в широкой области фазовой диаграммы, простирающейся от плотностей, соответствующих твердотельным и плотным жидкометаллическим состояниям, до состояний неидеальной плазмы, получаемых при изэнтропическом расширении ударно-сжатых материалов.

Применительно к теме настоящей статьи сильнонеидеальная плазма исследовалась при ударном сжатии газообразных аргона, азота и ксенона в [11–14]. Методом ударного сжатия с применением конденсированных взрывчатых веществ и двухкаскадного легкогазового ускорителя изучалась также сжимаемость жидкого аргона на основной и отражённой адиабатах Гюгонио [15–22], твёрдого аргона [23], жидкого ксенона [24], азота [25–30], кислорода [17, 31], воздуха [32]. На современном этапе с использованием Z-машины и лазерной установки Omega исследовано ударное сжатие аргона, ксенона, криптона и азота в области давлений до 1000 ГПа [33–37].

В большинстве работ, где исследовалась сжимаемость, отсутствовали измерения температуры ударно-сжатых сред, которая является дополнительным и часто более чувствительным параметром для проверки различных теорий, чем только давление ударного сжатия. Экспериментальное измерение температур в ударно-волновых экспериментах важно для построения термодинамически полного уравнения состояния, поскольку даёт возможность независимой проверки его параметров, в частности, поведения теплоёмкости при высоких сжатиях. Кроме того, знание температуры существенно для изучения таких явлений, как переходы диэлектрик–металл, плавление, диссоциация и ионизация.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные, полученные во ВНИИЭФ при исследовании теплофизических свойств благородных газов (аргона, криптона и ксенона) и жидкого азота при их ударном сжатии с использованием конденсированных взрывчатых веществ. Внимание, уделённое исследованию свойств благородных газов, связано с необходимостью

исключить влияние диссоциации на процессы, происходящие в веществах в экстремальных условиях. С другой стороны, эксперименты с жидким азотом необходимы именно для изучения роли диссоциации при ударном сжатии, которая может сопровождаться возбуждением внутримолекулярных колебаний и одновременно электронных степеней свободы, разрывом химических связей в молекулах, образованием устойчивых компактных структур или новых фаз с определённой степенью коллективизации электронов. Особенностью молекулярного азота является способность к образованию кластеров с двойными и одинарными связями, что выражается в возможности формировать, кроме молекулярного кристалла и молекулярного флюида, различные виды полимерного состояния. Существование перехода между молекулярной и полимерной фазами азота как фазового перехода первого рода предсказано в [38] с параметрами критической точки $T_c = 11500 \text{ К}$ и $P_c = 6 \text{ ГПа}$ и подтверждено в *ab initio* расчётах методом квантовой молекулярной динамики [39], но с параметрами критической точки $T_c = 4\text{--}5 \text{ кК}$ и $P_c = 50\text{--}70 \text{ ГПа}$, заметно отличающимися от оценок [38]. Задача экспериментальной локализации границ молекулярного, полимерного и плазменного состояний азота вызывает повышенный интерес к изучению его свойств в области высоких давлений и температур.

Для заявленных исследований во ВНИИЭФ разработаны криогенные экспериментальные устройства плоской и полусферической геометрии и использованы методы диагностики, включающие регистрацию кинематических и термодинамических параметров, коэффициентов отражения и поглощения света и проводимости исследуемых веществ. В опытах ВНИИЭФ одновременно измерены ударно-волновая сжимаемость и температура в ударно-сжатых жидких аргоне [40–41], ксеноне [42–44], криптоне [45, 46] и азоте [47–49] до $T \sim 60000 \text{ К}$ в диапазоне давлений до $\sim 500 \text{ ГПа}$. Показано замедление темпа роста температуры в сжиженных благородных газах при увеличении амплитуды ударной волны в области давлений выше $30\text{--}40 \text{ ГПа}$, связанное с кинетикой возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости.

В ходе измерений электропроводности благородных газов обнаружен эффект резкого роста числа носителей тока — электронов и сопровождающий это явление резкий рост проводимости при давлениях, достигнутых в экспериментах [50, 51].

Общепринятый подход при построении уравнений состояния в областях фазовой диаграммы, где теоретические модели не обеспечивают приемлемой точности, состоит в разработке полуэмпирических подходов, в которых вид функциональных зависимостей устанавливается на основе ясных физических представлений, а совокупность экспериментальных данных используется для определения численных значений свободных параметров в этих зависимостях. Область применимости эмпирических и интерполяционных УРС определяется как физическим содержанием моделей, так и объёмом экспериментальной информации, использованной для определения входящих в них подгоночных (свободных) параметров. Подобный подход позволяет сконструировать УРС в компактной, удобной для численного моделирования форме при максимальном использовании опытных данных.

Для описания экспериментальных данных во ВНИИЭФ были построены уравнения состояния аргона [40, 41] и ксенона [42–44] в твёрдой и жидкой фазах по методике, апробированной в работах [52–54] применительно к уравнениям состояния металлов. В последующем для сравнения с опытными данными использована химическая модель плазмы [55], учитывающая эффекты кулоновского взаимодействия заряженных частиц, вырождение электронов, изменение вклада связанных состояний при сжатии вещества и короткодействующее отталкивание атомов и ионов на близких расстояниях. На современном этапе широкое распространение получили первопринципные методы моделирования — метод функционала плотности (DFT) и квантовый метод Монте-Карло (QMC). Оба метода применялись при описании данных по сжимаемости благородных газов и азота в [33–37] и в описании криптона в экспериментах ВНИИЭФ [46]. Для сравнения с данными опытов использованы также расчёты по моделям из библиотеки SESAME [56].

Практика расчётно-теоретических исследований показывает, что для повышения качества модельных УРС при существенном снижении затрат на проведение экспериментов необходима разработка систем генерации и диагностики состояний веществ с высокой плотностью энергии, позволяющих одновременно получить различную надёжную экспериментальную информацию о термодинамических, оптических и электрофизических свойствах неидеальной плазмы. Настоящая работа отвечает поставленным требованиям. Основное внимание авторов статьи было сосредоточено на представлении экспериментального материала, полученного в различных лабораториях мира. Для описания экспериментальных данных использованы расчётные зависимости из оригинальных статей без обсуждения теоретических приближений.

2. Ударно-волновое сжатие

В экспериментах по ударно-волновой сжимаемости измеряются кинематические параметры ударной волны: её скорость D и массовая скорость вещества за фронтом U , по которым с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии находятся давление P , плотность ρ и внутренняя энергия ударно-сжатого вещества E :

$$\begin{cases} \rho(D - U) = \rho_0 D, \\ P + \rho(D - U)^2 = P_0 + \rho_0 D^2, \\ E + \frac{P}{\rho} + \frac{(D - U)^2}{2} = E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2}. \end{cases} \quad (2.1)$$

В выражениях (2.1) P_0, ρ_0, E_0 — соответственно давление, плотность, удельная внутренняя энергия в исходном состоянии.

В исследованиях ВНИИЭФ со сжиженными газами с этой целью использованы криостаты плоской и полусферической геометрии в комплексе с генераторами ударных волн (ГУВ). Одна из первых конструкций криостата с плоским ГУВ для экспериментов в области давлений до 100 ГПа приведена на рис. 1а [40]. Исследуемый сжиженный газ (1) находится во внутренней полости криостата (2), ограниченной снизу плоским металлическим экраном (3). Экран, ударник и взрывчатое вещество (ВВ)

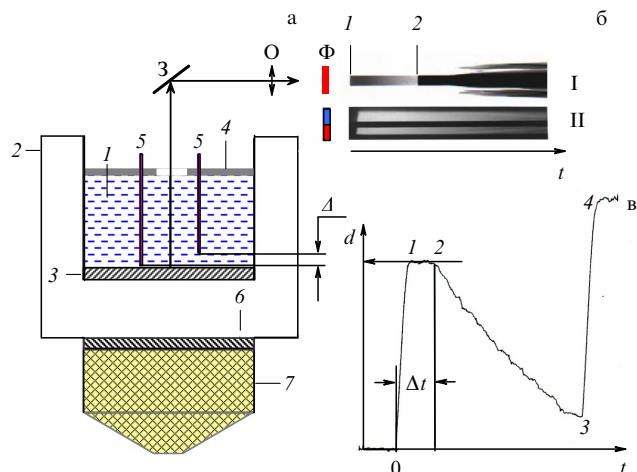


Рис. 1. (а) Экспериментальное устройство с плоским ГУВ для исследования кинематических и оптических характеристик в ударно-сжатых криогенных жидкостях: 1 — сжиженный газ, 2 — криостат, 3 — экран, 4 — диафрагма, 5 — электроконтактные датчики, 6 — ударник, 7 — ГУВ, 3 — зеркало, О — объектив; (б) фотохронограмма: 1 — начало свечения фронта УВ в жидкости, 2 — выход УВ на границу жидкость–воздух, Ф — светофильтр; (в) денситограмма почернения фотоплёнки (d — плотность почернения), Δt — время от начала свечения фронта УВ до спада интенсивности излучения из-за уменьшения давления ударного сжатия, связанного с "догоном" фронта УВ волной разгрузки, участок 1–2 — период постоянной яркости, участок 2–3 — период спада амплитуды ударной волны, участок 3–4 — выход УВ в воздух.

являются элементами плосковолновых ГУВ, разработанных во ВНИИЭФ, с хорошо известными характеристиками (см., например, [57]). В конструкциях исключён тепловой контакт охлаждаемых элементов с поверхностью взрывчатого вещества, входящего в состав ГУВ, и обеспечены условия для исключения кипения в исследуемой жидкости. Ударник разгоняется до известной скорости W под действием расширяющихся продуктов взрыва (ПВ). Он при столкновении с экраном генерирует в последнем ударную волну, которая затем выходит в сжиженный газ, сжимая и нагревая его. На известной базе (L) в жидкости расположены датчики для измерения скорости ударной волны (УВ), а через отверстие в центре диафрагмы и зеркало (3) пирометром регистрируется излучение, по которому измеряется спектральная температура на её фронте (см. ниже). В ранних экспериментах излучение фронта УВ во времени регистрировали на фотоплёнке с помощью скоростного фоторегистратора в красной области спектра ($\lambda_{\text{кр}} = 670$ нм) (рис. 1б, вариант I), а в усовершенствованном варианте — одновременно в красной и синей ($\lambda_{\text{кр}} = 430$ нм) областях спектра (рис. 1б, вариант II). Для этого был изготовлен комбинированный сине-красный светофильтр, через который излучение фронта УВ, ограниченное диафрагмой, одновременно регистрировалось в двух спектральных интервалах. Типичные фотохронограммы излучения фронта УВ для двух способов регистрации приведены на рис. 1б, а денситограмма плотности почернения фотоплёнки для одного из таких изображений — на рис. 1в.

Для экспериментов выше 100 ГПа разработаны криогенные устройства (рис. 2) в комплексе с полусферическими ГУВ [58]. В конструкции применяются оптические (к) и электроконтактные датчики (а–б) для измерения скорости УВ в жидкости и (с–д) для измерения скорости

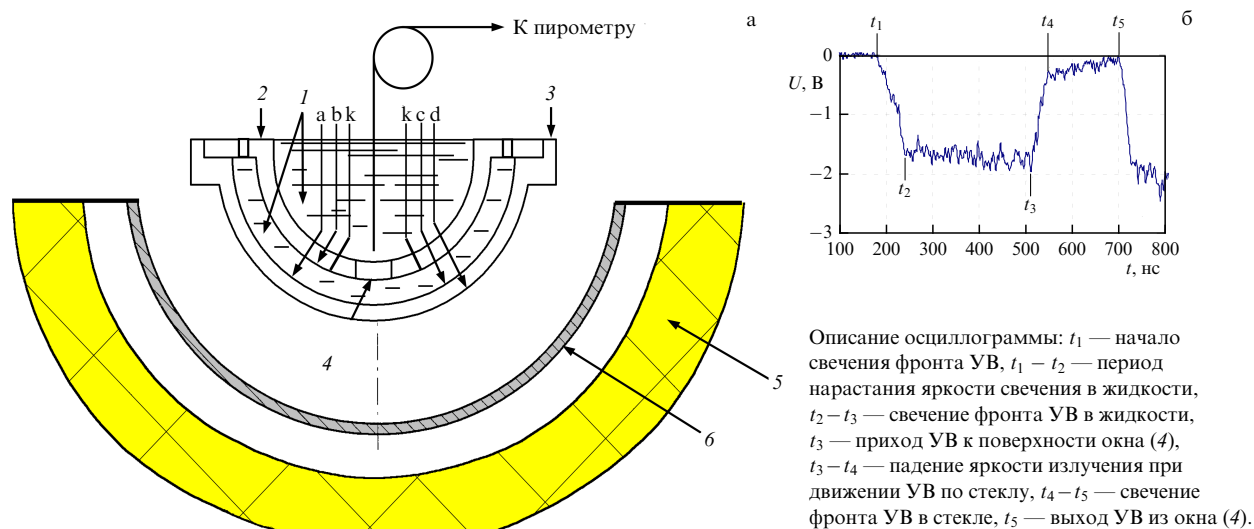


Рис. 2. (а) Криогенное устройство с полусферическим ГУВ: 1 — исследуемая жидкость, 2 — измерительный узел, 3 — экран, 4 — оптическое окно (сапфир), 5 — ВВ, 6 — ударник; (б) осциллограмма излучения фронта УВ.

УВ в экране. Через сапфировое окно (4) и световод, расположенный по оси криогенной ячейки, регистрировали излучение с фронта УВ в пяти спектральных интервалах пирометром [59] в комплексе с высокоскоростными осциллографами. Типичная осциллограмма излучения фронта УВ приведена на рис. 2б. По амплитуде излучения измерены спектральные температуры фронта УВ, а по характерным отсечкам на осциллограмме — время движения УВ в сжиженном газе $\Delta t_{\text{liq}} = t_3 - t_1$ и в оптическом окне $\Delta t_{\text{port}} = t_5 - t_3$. Нарастание излучения на участке $t_1 - t_2$ использовали для нахождения коэффициента поглощения света за фронтом УВ (см. ниже). Наличие сапфирового окна приводит к формированию отражённой ударной волны, которая распространяется в область сжатой исследуемой жидкости. В ряде экспериментов с жидкими аргонном и ксеноном были определены динамические параметры: давление P_2 и плотность ρ_2 в ударной волне, отражённой от сапфирового окна, из соотношений:

$$P_2 = P_1 + \rho_1 D_{12} \Delta U_{12}, \quad (2.2)$$

$$\rho_2 = \frac{\rho_1 D_{12}}{D_{12} - \Delta U_{12}}. \quad (2.3)$$

Здесь P_1 , U_1 , ρ_1 — давление, массовая скорость и плотность исследуемой жидкости на прямой ударной волне, P_2 и ρ_2 — давление и плотность в отражённой ударной волне, D_{12} — скорость распространения отражённой ударной волны относительно вещества перед её фронтом, $\Delta U_{12} = U_1 - U_2$ — скачок массовой скорости на фронте отражённой ударной волны. Давление в отражённой волне P_2 , равное давлению в сапфире P_{sap} , находится по измеренному значению скорости ударной волны в сапфире, адиабата которого заимствована из [30].

В соответствии с методом отражения для определения давления и массовой скорости в отражённой волне по измеренным значениям скоростей ударных волн в сжиженном газе и сапфире решалась задача о распаде произвольного разрыва на границе раздела сжиженный газ — сапфир. Переход от измеренных средних значений скоростей ударных волн к мгновенным на границах распада

разрыва выполнен путём моделирования экспериментов по одномерной газодинамической программе ВНИИЭФ [60].

В опытах с аргонном, криптоном и ксеноном исследуемый газ высокой чистоты конденсировался непосредственно перед проведением эксперимента в ожижителе с жидким азотом. Начальные температуры сжиженных газов, измеренные в контрольных экспериментах с помощью платинового сопротивления, имеют следующие значения: $T_0 = 77,3$ К для азота; 86,4 К для аргона; 120 К для криптона и 165 К для ксенона (среднее из 10 замеров). Для измеренных температур начальные плотности исследуемых газов оценивались по их уравнениям состояний из работ [61, 62]: $\rho_0 = 0,807$ г см⁻³ при $T_0 = 77$ К для азота; $\rho_0 = 1,4$ г см⁻³ при $T_0 = 86,4$ К для аргона; $\rho_0 = 2,418$ г см⁻³ при $T_0 = 120$ К для криптона; $\rho_0 = 2,96$ г см⁻³ при $T_0 = 165$ К для ксенона.

В экспериментальных устройствах применялись экраны из алюминия (марки АД-1) или железа (сталь марки Ст3). При обработке данных для алюминия использовано уравнение состояния [63], хорошо описывающее экспериментальные результаты практически во всём диапазоне, исследованном с помощью ударных волн, в том числе данные на адиабатах повторного сжатия и адиабатического расширения [64–66]. При применении в ряде экспериментов экранов из железа обработка данных проводилась по УРС [67], уточнённое для области высоких давлений и плотностей. Уравнения состояния использованных материалов учитывают изменение их плотности с температурой.

Жидкий аргон. Сжимаемость жидкого аргона при применении конденсированного ВВ и в экспериментах на легкогазовой пушке исследована до 91 ГПа в [17, 18]. Практически одновременно во ВНИИЭФ измерена сжимаемость аргона до 65 ГПа за фронтом плоской ударной волны [40], а позднее с помощью полусферических ГУВ — до 250 ГПа на основной адиабате Гюгонии и до 530 ГПа — на отражённой [41]. Почти 20 лет результаты этих опытов оставались непревзойдёнными. Недавно в ударно-волновых экспериментах с использованием Z-машины в SNL исследована сжимаемость жидкого аргона

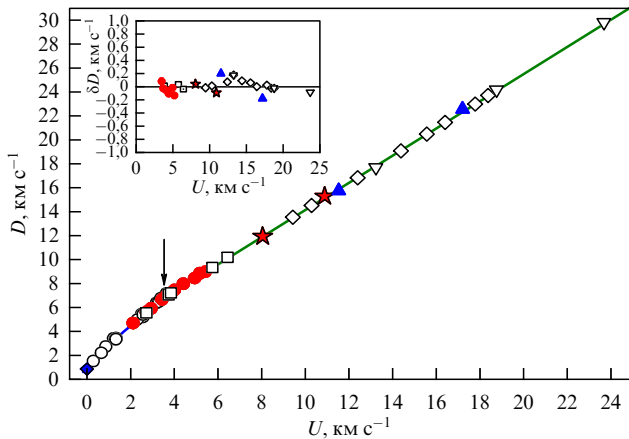


Рис. 3. Адиабата Гюгоньо жидкого аргона. Эксперимент: белые кружки — [16], белые квадраты — [17, 18], красные кружки — [40], красные звёздочки — [41], синий ромб — скорость звука в жидком аргоне на линии насыщения [62]. Эксперимент [33]: белые ромбы — кварцевый экран, синие треугольники — Al-экран; белые треугольники — кварцевый экран (установка Omega). Сплошная чёрная линия — линейная аппроксимация данных: $D = 2,8092 + 1,1339U$ в области $U \geq 3,46$ км с⁻¹. Стрелка показывает место излома $D-U$ данных.

на основной адиабате до 600 ГПа, а при повторном сжатии до 950 ГПа [33]. В этой же работе [33] приведены данные трёх экспериментов до 1 ТПа, полученных на лазерной установке Omega. Вся совокупность $D-U$ данных, полученных в [17, 18, 33], вместе с данными ВНИИЭФ [40, 41] приведена на рис. 3 и указывает на хорошее согласие результатов, полученных в разных лабораториях.

Ещё при анализе данных [17, 18, 40] было зафиксировано изменение вида $D-U$ зависимости при $U \geq 3,46$ км с⁻¹ ($P \approx 20-30$ ГПа), которое указывает на возрастание сжимаемости ударно-сжатого жидкого аргона, что позволило предположить влияние на сжимаемость аргона ионизации при одновременном воздействии температуры и давления. Роль теплового воздействия была учтена в [40] по теории свободных электронов вкладом в свободную энергию:

$$F_e = \frac{4kT(n_p n_n)^{1/2}}{\rho} \frac{(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (2.4)$$

где m^* — среднее геометрическое из эффективных масс электрона и дырки; k и h — постоянные Больцмана и Планка; n_p и n_n — орбитальное вырождение в зонах; E — энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости.

Поведение энергетической щели в зависимости от плотности оценивалось исходя из описания всей совокупности экспериментальных данных и, как показал анализ [40], ударная адиабата аргона до 100 ГПа мало чувствительна к конкретной форме зависимости $E-\rho$. С учётом значения скорости звука на линии насыщения все имеющиеся на данный период времени $D-U$ данные аппроксимированы авторами двумя зависимостями:

$$D = 0,971 + 1,922U - 0,079U^2 \quad \text{в области } U \leq 3,46 \text{ км с}^{-1}, \quad (2.5)$$

$$D = 2,8092 + 1,1339U \quad \text{в области } U \geq 3,46 \text{ км с}^{-1}. \quad (2.6)$$

Здесь и далее в уравнениях регрессии вида $D = a + bU$ или $D = a + bU + cU^2$ значения D и U имеют размерность [км с⁻¹], b — безразмерные, c — [(км с⁻¹)⁻¹]. На вставке к рис. 3 показано отклонение экспериментальных значений скорости ударной волны D в жидком аргоне от аппроксимационной зависимости (2.6) в области $U \geq 3,46$ км с⁻¹.

Экспериментальные данные по сжимаемости жидкого аргона в координатах $P-\rho$ приведены на рис. 4а до 160 ГПа в сравнении с расчётами по УРС ВНИИЭФ [40] и с использованием универсального кода SANA-IV [41].

Как видно из рисунка, рассчитанная в [40] "холодная" (1) изотерма $T = 300$ К хорошо согласуется с изотермическими данными [21]. Адиабата Гюгоньо (2) без учёта ионизации согласуется с экспериментом до 40 ГПа, а ударная адиабата (3), учитывающая термическое возбуждение электронов, описывает совокупность экспериментальных $P-\rho$ данных до 80 ГПа.

Две модели УРС аргона: LEOS 181 [33], полученная методом квантовой молекулярной динамики (QMD), и модель SESAME 5173 [56] — показывают (рис. 4б) удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне параметров, но имеют тенден-

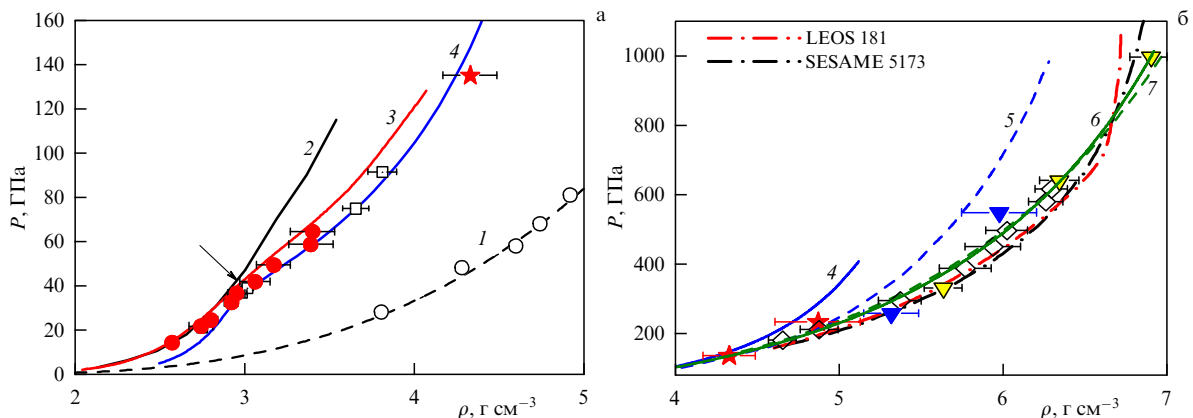


Рис. 4. Зависимость давления в ударно-сжатом жидком аргоне от плотности. Эксперимент: белые квадраты — [22, 23], красные кружки — [40], красные звёздочки — [41], синие треугольники, белые ромбы и жёлтые треугольники — [33]; изотермическое сжатие $T = 300$ К: белые кружки — [21]. Расчёт [40]: 1 — изотерма $T = 300$ К, 2 — УРС ВНИИЭФ без учёта возбуждения электронов, 3 — с учётом возбуждения электронов, 4 — расчёт по модели SANA-IV [41], 5 — расчёт SESAME [56], 6 — по аппроксимации (2.6), 7 — расчёт по УРС в форме Ми-Грюнайзена с параметрами: $\rho_0 = 1,4$ г см⁻³, $c_0 = 3,25$ км с⁻¹, $n = 2,577$, $h_T = 6,45$. Стрелка на рис. а указывает место излома $P-\rho$ -данных [40, 41].

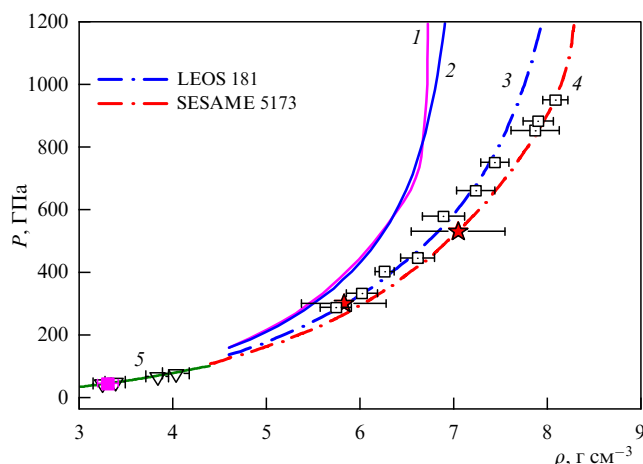


Рис. 5. Сжимаемость жидкого аргона в отражённой ударной волне. Эксперимент: белые треугольники — [17], белые квадраты — [33], розовый квадрат — [40], красные звёздочки — [41]. Расчёт [33]: 1 — ударная адиабата по модели LEOS 181, 2 — ударная адиабата по модели SESAME 5173; отражённые адиабаты: 3 — модель LEOS 181, 4 — модель SESAME 5173, 5 — расчёт [17].

цию к большей сжимаемости до 800 ГПа, чем данные эксперимента. Выше указанного давления обе модели демонстрируют большую жёсткость. С использованием линейной $D-U$ зависимости (2.6) в данной работе построено УРС аргона до 1000 ГПа (в области плотностей выше 3 г см^{-3}) в форме Ми–Грюнайзена с параметрами: $\rho_0 = 1,4 \text{ г см}^{-3}$, $c_0 = 3,25 \text{ км с}^{-1}$; $n = 2,577$, $h_\Gamma = 6,45$, где ρ_0 — исходная плотность, c_0 — скорость звука, n — показатель политропы и $h_\Gamma = 1 + 2\Gamma$ — предельная степень сжатия (где Γ — коэффициент Грюнайзена). Рассчитанная по этому УРС $P-\rho$ зависимость (6) практически совпадает с расчётом (7) по аппроксимации (2.6).

Сжимаемость жидкого аргона в отражённой ударной волне измерена в экспериментах ВНИИЭФ [40, 41] и SNL [33] до 531 ГПа и 900 ГПа соответственно. Все результаты по двукратной сжимаемости жидкого аргона на настоящий момент времени приведены на рис. 5 и демонстрируют хорошее согласие данных ВНИИЭФ [40, 41] и SNL [33] между собой в исследованном диапазоне давлений. Адиабаты Гюгоннио 1 и 2, рассчитанные по УРС 5173 и LEOS 181 соответственно, заимствованы из [33]. Штрихпунктирные линии 3 и 4 — это конечные состояния в отражённой ударной волне, демонстрирующие несколько раз-

личное соответствие экспериментальным данным: расчёт по УРС 5173 (синяя штрихпунктирная линия 3) хорошо согласуется с данными до 800 ГПа, однако выше лучшее согласие данных с расчётом по LEOS 181 (красная штрихпунктирная линия 4). Отметим также качественное согласие расчётов повторного удара из [33] с данными и расчётом (линия 5) в области низких давлений из [17].

Исследования ударной сжимаемости жидкого аргона (рис. 4а) показали значительное влияние тепловой ионизации атомов аргона при давлении $P \approx 40 \text{ ГПа}$, что можно трактовать как электронный фазовый переход, приводящий к возрастанию сжимаемости и снижению темпа роста температуры (см. ниже). Проведённые исследования не показали других аномалий в поведении аргона в области высоких давлений и температур.

Жидкий ксенон. Ксенон, имеющий среди всех благородных газов самую узкую запрещённую зону, является наиболее интересным веществом для поиска возможных аномалий при высоких давлениях и температурах. Сжимаемость жидкого ксенона за фронтом плоской ударной волны в области давлений до 130 ГПа исследована в [24]. В экспериментах ВНИИЭФ с плоскими и полусферическими ГУВ, кроме сжимаемости, измерены также температура на фронте ударной волны и электропроводность (см. ниже) до 350 ГПа [42–44]. В опытах с использованием Z-импульсного ускорителя диапазон исследования сжимаемости ксенона расширен до $P \approx 850 \text{ ГПа}$ [34, 35]. Все известные авторам в настоящее время результаты экспериментов по ударной сжимаемости ксенона в $D-U$ координатах приведены на рис. 6а. Там же показана линейная аппроксимация $D-U$ -данных в области массовых скоростей $1,5 \leq U \leq 16 \text{ км с}^{-1}$:

$$D = (1,610 \pm 0,022) + (1,164 \pm 0,003)U. \quad (2.7)$$

На рисунке 6б показано отклонение измеренных значений скорости ударной волны от результатов аппроксимации.

Экспериментальные данные по сжимаемости ксенона в $P-\rho$ координатах показаны на рис. 7. Для описания имевшихся в 1990-х гг. данных во ВНИИЭФ были построены два полуэмпирических варианта УРС ксенона в твёрдой и жидкой фазах: УРС Xe1 и УРС Xe2 [42, 43]. Модель УРС Xe1 с учётом термической ионизации атомов ксенона хорошо описывала данные по давлению и температурам ударного сжатия до 20–25 ГПа и квазиизэнтропическое сжатие до 40 ГПа, но не описывала ре-

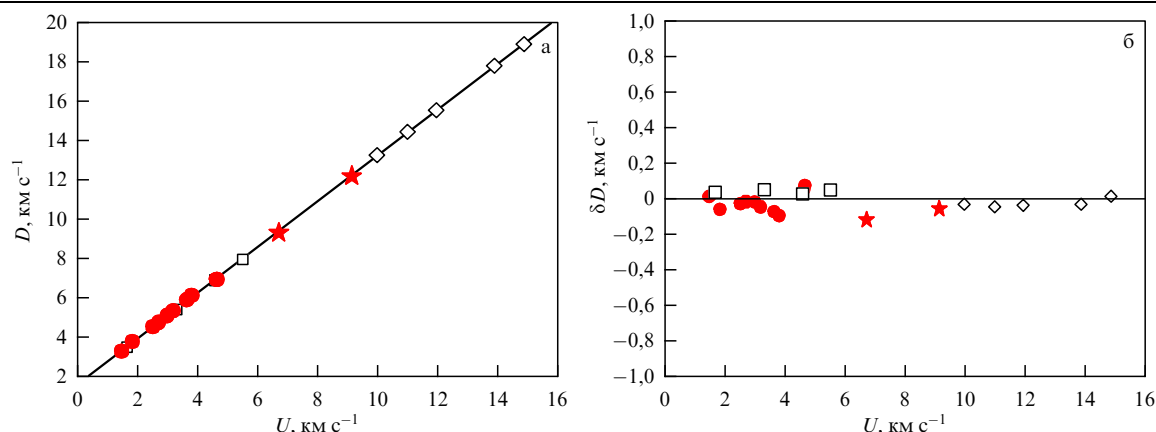


Рис. 6. Адиабата Гюгоннио жидкого ксенона. Эксперимент: красные кружки — плоский ГУВ [42, 43], белые квадраты — [24], красные звёздочки — полусферический ГУВ [44], белые ромбы — [34, 35]. Сплошная чёрная линия — линейная аппроксимация данных (2.7).

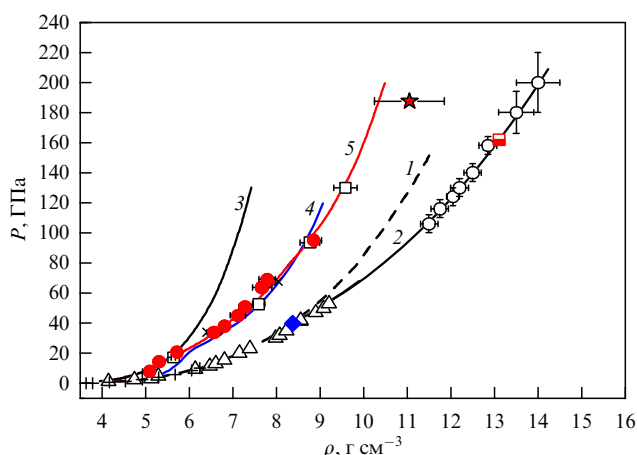


Рис. 7. Адиабата Гюгоньо жидкого ксенона. Эксперимент — на основной адиабате: белые квадраты — [24], красные кружки — [42, 43], красная звёздочка — [44]. Статическое сжатие: + — [68], белые треугольники — [69], белые кружки — [73]. Аппроксимации: 1 — по данным [68, 69], 2 — по данным [73]. Расчёт [42, 43]: 3 — без учёта возбуждения электронов (Xe1); 4 — с учётом возбуждения и фазового перехода (Xe2); синий ромб — фазовый переход ($\rho = 8,37 \text{ г см}^{-3}$), бело-красный квадрат — металлизация; 5 — модель SANA-IV [9].

зультаты при более высоких давлениях. Эта аномалия, а также данные по изотермической сжимаемости ксенона, исследованной в [68–73], привели к необходимости построения новой модели более плотноупакованной фазы ксенона. При рентгеноструктурном анализе сжатого ксенона на изотерме $T_0 = 300 \text{ К}$ в цитируемых выше работах наблюдали переход исходной гранецентрированной кубической решётки (ГЦК) ксенона выше 75 ГПа в гексагональную плотно упакованную структуру (ГПУ), закрытие энергетической щели при плотности $12,3 \text{ г см}^{-3}$ и давлении 132 ГПа и аномалию в спектре поглощения излучения при 150 ГПа, которую связали с переходом в металлическое состояние. С учётом аппроксимаций данных [68–73], показанных на рис. 7 (кривые 1 и 2), в [42, 43] постулировали, что в сжатом ксеноне при плотности $\rho = 8,37 \text{ г см}^{-3}$ происходит структурный переход (синий ромб на рис. 7) без скачка плотности и закрытие энергетической щели, характеризующее металлизацию, при плотности $\rho = 13,13 \text{ г см}^{-3}$ (бело-красный квадрат на рис. 7). Считалось, что при фазовом переходе происходит только изменение наклона кривой упругого взаимодействия. Новое УРС Xe2 с единых позиций хорошо описало все имевшиеся на тот период времени данные: по ударно-волновой сжимаемости до 70 ГПа (кривая 4 на рис. 7), данные по температуре на фронте ударной волны до 15 кК и электропроводность до $1,2 \times 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ (см. ниже).

В области давлений до $P \approx 90 \text{ ГПа}$ экспериментальные данные по сжимаемости ксенона также удовлетворительно согласуются и с расчётом по модели SANA-IV [9].

Данные ВНИИЭФ [42–44] по ударно-волновой сжимаемости жидкого ксенона вместе с результатами [34, 35], показанные на рис. 8, при давлениях выше 200 ГПа демонстрируют существенное отличие от расчётов [34] по моделям УРС ксенона — SESAME 5190 (кривая 1) и LEOS 540 (кривая 2). Посредством объединения экспериментальных данных в [34] разработано многофазное EOS 5191, способное описывать свойства ксенона в широком диапазоне давлений и температур (кривая 3, рис. 8). На вставке рис. 8 убедительно показана роль тепловой ионизации атомов ксенона при ударном сжатии — расчёт

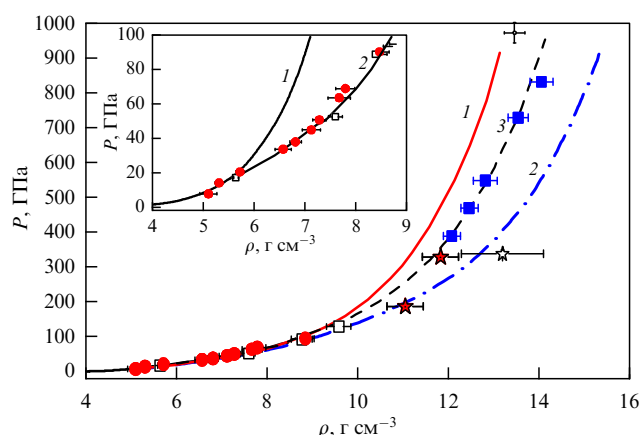


Рис. 8. Зависимость давления в ударно-сжатом жидком ксеноне от плотности. На основной адиабате: белый квадрат — [24], красные кружки — [42, 43], красные звёздочки — [44], синие квадраты — [34]; белая звёздочка — на отражённой адиабате [44]. Расчёт: 1 — по аппроксимации (2.7), 2 — LEOS 540 [34], 3 — SESAME 5191 [34]. На вставке [42, 43]: 1 — расчёт без учёта возбуждения электронов из валентной зоны в зону проводимости, 2 — с учётом возбуждения.

без её учёта (кривая 1) согласуется с данными только до 20 ГПа.

Жидкий криптон. Среди всех благородных газов свойства криптона при высоких давлениях и температурах исследованы менее всего. В 1990-х гг. наиболее полное исследование свойств жидкого криптона по сжимаемости, температуре и электропроводности выполнено во ВНИИЭФ до 90 ГПа в экспериментах с плоским ГУВ [45], а ещё через почти 25 лет диапазон исследований вырос до 200 ГПа в опытах с полусферическим ГУВ [46]. Практически одновременно измерена сжимаемость криптона до 850 ГПа в [36]. Все известные на данный момент экспериментальные $D-U$ данные по сжимаемости жидкого криптона приведены на рис. 9а и в области массовых скоростей $2,0 \leq U \leq 16,5 \text{ км с}^{-1}$ аппроксимированы прямой линией:

$$D = (1,820 \pm 0,0444) + (1,193 \pm 0,005)U. \quad (2.8)$$

Экспериментальные данные по сжимаемости криптона на адиабате Гюгоньо в $P-\rho$ координатах приведены на рис. 10 вместе с результатами расчётов.

Из рисунка 10 видно, что наилучшее описание всех данных на первой УВ достигается по модели LEOS Y360 [36], которая в области давлений до $P \approx 600 \text{ ГПа}$ практически совпадает с зависимостью, рассчитанной по аппроксимации (2.8). До $P \approx 400 \text{ ГПа}$ экспериментальные данные хорошо согласуются и с расчётом по модели SESAME 5181. На вставке к рис. 10 в области давлений до $P = 100 \text{ ГПа}$ видно хорошее согласие экспериментальных данных с расчётом по модифицированной модели SANA [46]. Наиболее значимо опытные данные отличаются от расчёта по модели LEOS 360.

Для практических газодинамических расчётов состояний в криптоне удобно использовать УРС Ми–Грюнайзена с параметрами: $\rho_0 = 2,42 \text{ г см}^{-3}$, $c_0 = 1,92 \text{ км с}^{-1}$; $n = 3,101$; $h_f = 5,382$, подобранными по аппроксимации (2.8). Среднеквадратичная ошибка значений давлений, рассчитанная по УРС Ми–Грюнайзена с приведёнными параметрами, от давлений по аппроксимации (2.8) составляет 0,243 %.

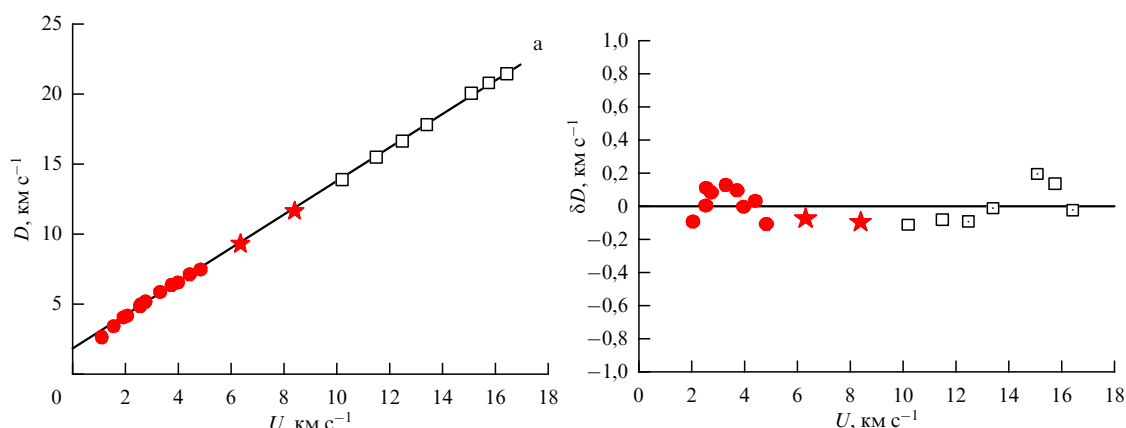


Рис. 9. (а) Адиабата Гюгонио жидкого криптона. Эксперимент: красные кружки — [45], красные звёздочки — [46], белые квадраты — [36]; (б) отклонение экспериментальных значений скорости УВ от аппроксимации (2.8).

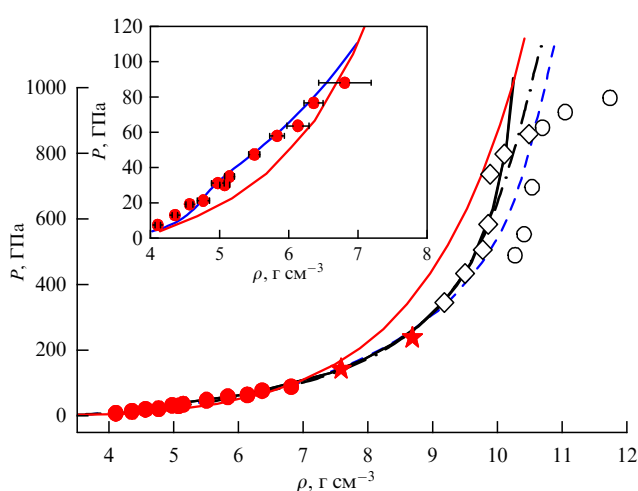


Рис. 10. Зависимость давления в ударно-сжатом жидком криптоне от плотности. Эксперимент: красные кружки — [45], красные звёздочки — [46], белые ромбы — на прямой и белые кружки — на отражённой волне [36]. Расчёт [36]: штрихпунктирная — LEOS Y360, красная — LEOS 360, синяя пунктирная — SESAME 5181; сплошная чёрная линия — адиабата Гюгонио, рассчитанная по аппроксимации (2.8). На вставке: экспериментальные данные в области давлений до $P \approx 100$ ГПа [45]. Расчёт: синяя линия — модифицированная модель SANA [46], красная линия — расчёт по LEOS 360.

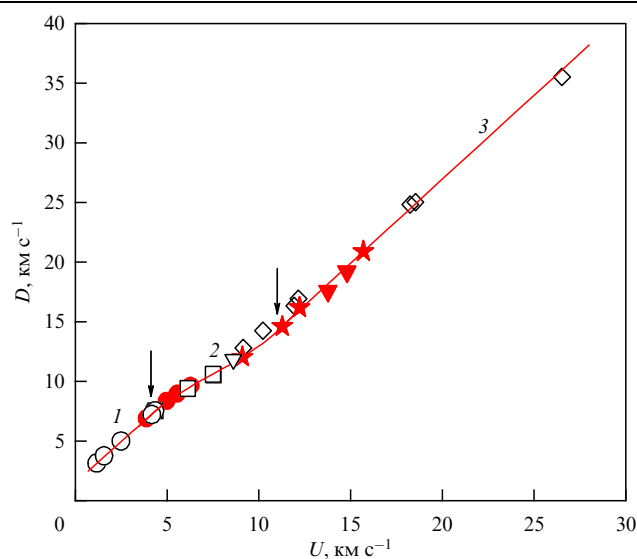


Рис. 11. Ударная адиабата азота. Эксперимент: белые кружки — [25], белый треугольник — [30], белые квадраты — [17], белые ромбы — [37], красные кружки — [47], красные звёздочки — [47], красные треугольники — [49]. Аппроксимация [47] (сплошная красная линия): в области 1 — $D = 1,572 + 1,365U$ ($1 \text{ км с}^{-1} < U < 4,17 \text{ км с}^{-1}$), в области 2 — $D = -2,008 + 3,375U - 0,337U^2 + 0,015U^3$ ($4,17 \text{ км с}^{-1} < U < 11,3 \text{ км с}^{-1}$), в области 3 — $D = 1,174 + 1,407U$ ($U \geq 11,3 \text{ км с}^{-1}$).

Жидкий азот. Исследования свойств азота, вследствие его космологической распространённости и способности образовывать многочисленные химические соединения при высоких давлениях и температурах, представляют интерес для физики конденсированного состояния, внутреннего строения планет и химических взрывчатых веществ. Впервые в мире во ВНИИЭФ В.Н. Зубарев и Г.С. Телегин исследовали сжатие жидкого азота за фронтом плоской ударной волны до 40 ГПа [25]. До 260 ГПа измерена сжимаемость, температура и электропроводность ударно-сжатого жидкого азота во ВНИИЭФ с использованием генераторов плоских и полусферических ударных волн [47]. В [48] жидкий азот сжат до плотности $\rho \approx 3,25 \text{ г см}^{-3}$ давлением $P \approx 325$ ГПа. Американские исследователи в области давлений 20–110 ГПа измерили сжатие жидкого азота до плотности $3,5 \text{ г см}^{-3}$, температуру в диапазоне 4000–14000 К и электропроводность до $50 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ [27–30], а с использованием Z-импульсного ускорителя область исследований расширена до 840 ГПа [37]. Результаты ВНИИЭФ [25, 47, 48] и данные

[27–30] в $D-U$ координатах, приведённые на рис. 11, более 12 лет назад были аппроксимированы в [46] зависимостью (сплошная красная линия на рис. 11), состоящей из трёх кусочно-гладких отрезков (см. подписи к рисунку) для различных интервалов изменения массовой скорости.

В 2022 году опубликованы две новые работы [37] и [49], где исследовались свойства ударно-сжатого азота в мегабарной области давлений. В первой [37] — проведены ударные эксперименты на лазерной установке Omega с жидким азотом, предварительно сжатым в алмазных и сапфировых ячейках наковальни до начального давления 0,23–2,03 ГПа и начальной плотности в диапазоне $0,76\text{–}1,29 \text{ г см}^{-3}$. Во второй [49], выполненной во ВНИИЭФ, исследовано ударно-волновое сжатие газообразного азота с плотностью, близкой к плотности жидкости, в полусферических устройствах высокого давления [74], использованных ранее во ВНИИЭФ в опытах с дейтерием и гелием [75, 76]. Как видно из рис. 11, полученные в новых опытах ВНИИЭФ [49] результаты (красный тре-

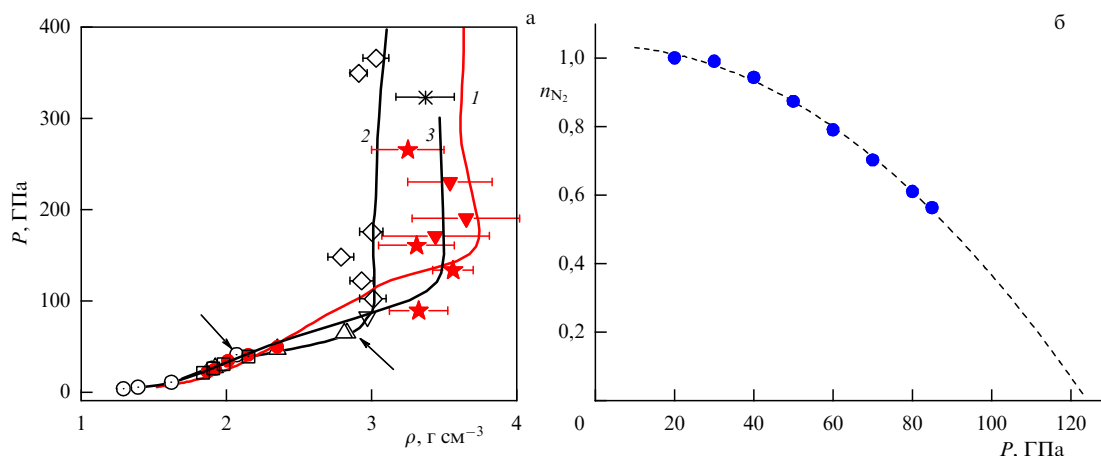


Рис. 12. (а) Зависимость давления в плазме азота от плотности. Эксперимент: белые кружки — [25], белые ромбы — [37], белые треугольники — [17], белые квадраты, белые треугольники — [30], красные кружки, красные звёздочки — [47], красные треугольники — [49], Ж — [48]. Расчёт: 1 — модель SANA-N [47], 2 — DFTMD [37], 3 — модель сжимаемого коволюма [48]. Стрелками обозначены границы полимерной фазы азота. (б) Зависимость концентрации молекул азота от давления: синие кружки — расчёт, прерывистая линия — аппроксимация.

угольник) хорошо согласуются с данными [25, 27–30, 47, 48]. Для дальнейшего анализа в настоящей работе ограничимся $D-U$ данными из [37], приведёнными на рис. 11, для начальных плотностей в диапазоне $0,756-0,863 \text{ г см}^{-3}$. В указанный интервал плотностей азота входят и состояния азота ($\rho_0 = 0,807 \text{ г см}^{-3}$) в опытах [25, 27–30, 47, 48]. Как видно из рис. 11, данные [37] в области массовых скоростей $U \geq 13 \text{ км с}^{-1}$ хорошо описываются аппроксимацией 3 из [47]. Отличие $D-U$ результатов [37] от данных ВНИИЭФ имеет место лишь в диапазоне массовых скоростей $9-15 \text{ км с}^{-1}$, возможные причины этого будут проанализированы ниже.

Сравнение $P-\rho$ данных [25, 27–30, 47, 48] и SNL [37] для экспериментов в области начальных плотностей жидкого азота $0,756-0,863 \text{ г см}^{-3}$ показано на рис. 12. Как и на $D-U$ зависимости (см. рис. 11), на рис. 12 можно выделить три участка с разным поведением $P-\rho$ зависимости: область относительно низких давлений ($P \leq 50 \text{ ГПа}$) ударного сжатия молекулярного азота сменяется областью промежуточного диапазона давлений ($50 \text{ ГПа} \leq P \leq 100 \text{ ГПа}$) с относительно низким наклоном $P-\rho$ зависимости, по-видимому, соответствующей полимерной структуре плотного азотного флюида (обозначена стрелками). Наконец, в области высоких давлений ($P > 100 \text{ ГПа}$) зависимость $P-\rho$ на ударной адиабате резко меняет свой характер и становится близкой к предельному значению сжатия для одноатомного идеального газа: $\rho/\rho_0 \approx 4$. Такое поведение ударной адиабаты, впервые полученное в [47], свидетельствует о существовании достаточно обширной зоны параметров плазмы азота с почти постоянной величиной параметра Грюнайзена $Gr \equiv (\partial PV/\partial E)_V \approx 0,62$. На основе анализа совокупности экспериментальных и теоретических данных в [47] сделан вывод: диапазон давлений $P \approx \approx 100 \text{ ГПа}$ и выше отвечает окончанию процесса деполимеризации.

Рост сжимаемости жидкого азота при давлениях выше 30 ГПа (смягчение $P-\rho$ кривой) и её уменьшение (увеличение жёсткости $P-\rho$ кривой) при давлениях выше 60 ГПа были отмечены и ранее в [28–30]. Эксперименты показали, что при фиксированном удельном объёме температура двукратно сжатого азота оказалась ниже температуры на основной ударной волне, в то же время со-

отношение между давлениями двукратно и однократно сжатого газа обратное. Несложно оценить, что в этом случае внутренняя энергия в состояниях за отражённой волной меньше, чем за основной, т.е., в изохорическом процессе рост давления приводит к падению внутренней энергии.

Поскольку

$$\left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_V = C_V \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V^{-1} = -C_V \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T^{-1} < 0,$$

из экспериментов с отражённой волной следует, что производная $(\partial P/\partial T)_V$ становится отрицательной. Это возможно при потере механической устойчивости молекулярной фазы $(\partial P/\partial V)_T > 0$, либо при отрицательном коэффициенте теплового расширения $\beta_T = -(1/V) \times (\partial V/\partial T)_P < 0$. Полученные необычные результаты явились доказательством впервые обнаруженного ударно-индуцированного охлаждения, связанного с началом процесса диссоциации молекулы N_2 . Этому выводу о диссоциации молекулярного азота в атомарную жидкость не противоречат, как видно из рис. 12, и данные, полученные в [37]. Однако результаты экспериментов и моделирования [37] для начальных плотностей азота $0,756-0,863 \text{ г см}^{-3}$, показанные на рис. 12, предсказывают более раннее начало процесса диссоциации азота, по сравнению с результатами ВНИИЭФ [47–49]. Наиболее вероятная причина этого состоит в геометрических размерах исследуемых образцов азота. При толщине слоя азота $\sim (100-200) \text{ мкм}$ и скоростях удара $D \sim 10-35 \text{ км с}^{-1}$ в работе [37] время нахождения азота в сжатом состоянии составляет $\Delta t \sim 10-30 \text{ нс}$, в то время как в опытах ВНИИЭФ толщина слоя азота $\sim 4000 \text{ мкм}$ и время сжатого состояния $\Delta t \sim 250-300 \text{ нс}$. При таких условиях нагружения на первое место выходит эффект релаксации процесса: в микроскопических объектах [37] релаксация не успевает завершиться за время сжатия и реализуется процесс частичного превращения, а в условиях макроскопических объектов ВНИИЭФ [47–49] — успевает. Действительно, в области начала аномалии значения температуры достигают диссоциационного предела и реакция диссоциации может создать канал для фазового превращения. Кинетика процесса такого рода

рассматривалась в [77], где получены оценки величины барьера для протекания реакции диссоциации в несколько электронвольт и показано, что время реакции с ростом давления уменьшается с нескольких микросекунд до нескольких наносекунд. Рассчитанная в [77] зависимость степени диссоциации молекул азота приведена на рис. 12б. Из аппроксимации рассчитанных данных следует, что при давлении 100 ГПа диссоциировано $\sim 60\%$ молекул N_2 , а для полной диссоциации давление должно быть выше 120 ГПа.

Авторы констатируют, что в результате экспериментов в различных лабораториях мира получена база данных по сжимаемости микро- и макроскопических образцов азота в диапазоне давлений до 1400 ГПа с временами нахождения плазмы азота в сжатом состоянии от 10 до 300 нс. Полученные данные не противоречат друг другу и позволяют более точно определить, как изменение механизма превращения связано с трансформацией условий нагружения. DFT моделирование, использованное в [37], предполагает мгновенный характер превращений, что, возможно, является некорректным приближением для описания макроскопических объектов в экспериментах ВНИИЭФ. Несмотря на большой экспериментальный материал, накопленный к настоящему времени при исследовании свойств жидкого азота, объяснить особенности его поведения до конца пока не удалось.

3. Скорость звука и коэффициенты Грюнайзена

Основные параметры ударной волны: её скорость D и массовая скорость частиц U — определяют состояние ударно-сжатого вещества — его плотность ρ и давление $P = \rho_0 D U$. Другим важным параметром ударно-сжатого состояния является скорость звука C , с которой распространяются малые возмущения за фронтом ударной волны. Знание скорости звука необходимо для правильной постановки эксперимента по сжимаемости материалов, для тестирования уравнений состояния и решения различных проблем геофизики. Так как $C + U > D$ [78, 79], то любое возмущение, возникшее за фронтом ударной волны, догоняет фронт и воздействует на его амплитуду. Этот факт позволяет измерять скорость распространения звуковых возмущений, регистрируя их выход на фронт УВ. Первые методы регистрации скоростей звука за фронтом мощных ударных волн были разработаны в конце 1940-х гг. и получили название методов "боковой" и "догоняющей" разгрузок [78, 79]. Наиболее простым способом измерения скорости звука в сжиженных инертных газах является метод "догоняющей" разгрузки в сочетании с оптической регистрацией свечения фронта ударной волны. Основным достоинством метода является высокая чувствительность зависимости свечения фронта ударной волны от её амплитуды, позволяющая выявить очень малые изменения давления. Впервые на возможность измерения скорости звука данным способом указали авторы [80]. Данные по скорости звука служат дополнительным фактором для тестирования параметров УРС исследованных веществ.

Скорости звука до 8 км с^{-1} и коэффициенты Грюнайзена в аргоне, криптоне, ксеноне и азоте измерены во ВНИИЭФ одновременно с температурой и сжимаемостью в конструкции, приведённой на рис. 1. Толщина

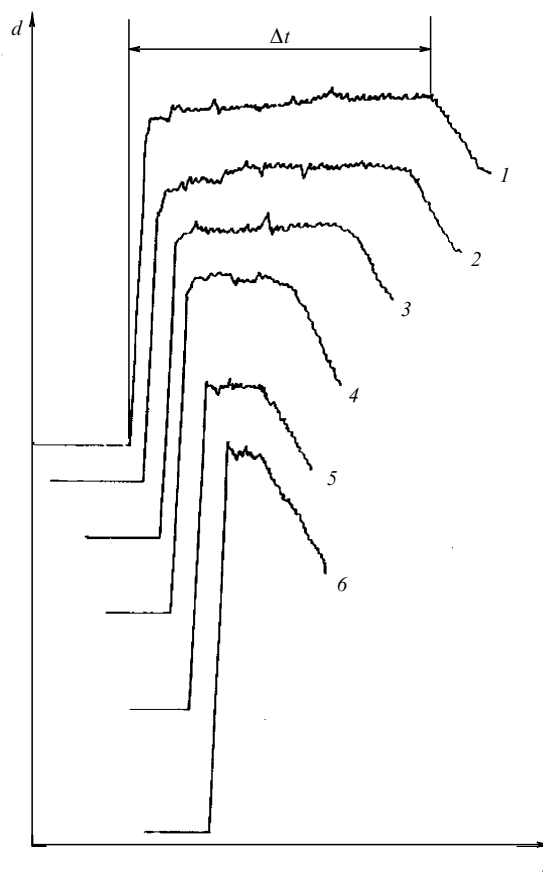


Рис. 13. Денситограммы излучения фронта ударной волны в жидком криптоне при различных давлениях ударного сжатия (d — плотность почернения фотоплёнки).

слоя криогенной жидкости составляла $\sim 10\text{--}15 \text{ мм}$, для того чтобы волна разгрузки заведомо догнала фронт ударной волны в толщине образца. На рисунке 13 приведён ряд типичных денситограмм (жидкий криптон) при различных давлениях ударного сжатия ($P_1 < P_2 < \dots < P_6$), где отчётливо виден спад интенсивности излучения из-за уменьшения давления ударного сжатия, связанного с "догоном" фронта ударной волны волной разгрузки.

Значения времени догона Δt измерялись непосредственно по результатам фотометрирования. Путём компьютерного моделирования этих экспериментов по программе [60] получены значения скорости звука в исследуемых веществах при известных кинематических параметрах для ударника, экрана и образца. При выполнении расчётов для материалов ударников и экранов использовались их уравнения состояния из библиотеки ВНИИЭФ. Анализ показывает, что значения скорости звука таким методом определены с точностью $\approx 10\%$. Полученные данные скоростей звука для аргона, криптона и ксенона приведены на рис. 14а. Зависимость скорости звука в ударно-сжатом жидком азоте от амплитуды ударной волны приведена на рис. 14б. Там же нанесены зависимости, аппроксимирующие экспериментальные данные: для аргона $C(P) = (3,968 \pm 0,152) + (0,054 \pm 0,004)P$; для криптона $C(P) = (2,981 \pm 0,113) + (0,029 \pm 0,002)P$; для ксенона $C(P) = (2,864 \pm 0,165) + (0,023 \pm 0,003)P$, где $[P]$ — ГПа, $[C]$ — км с^{-1} .

Непосредственно со скоростью звука и адиабатой Гюгонио связан коэффициент Грюнайзена Γ (см., напри-

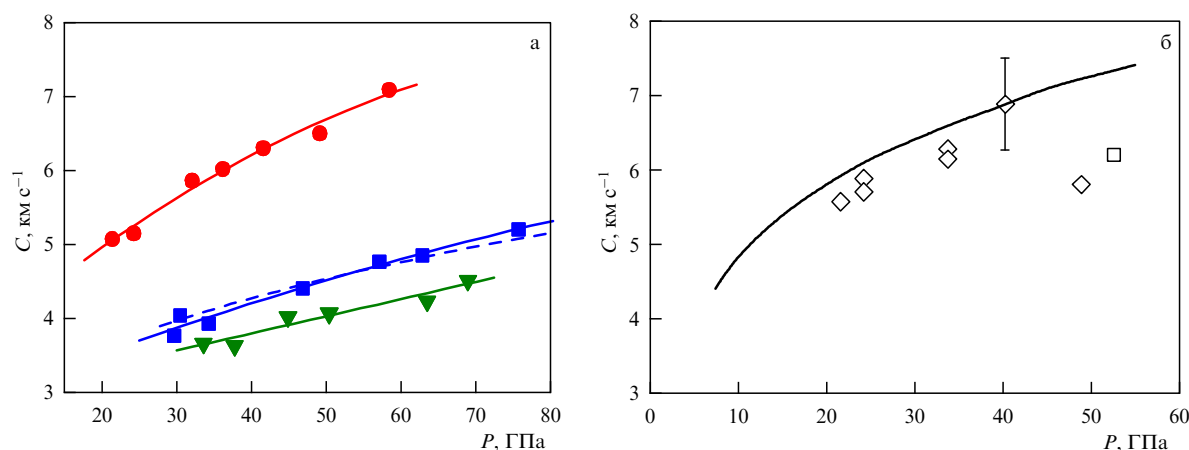


Рис. 14. Зависимость скорости звука от давления: (а) красные кружки — аргон [40], синие квадраты — криптон [45], зелёные треугольники — ксенон (настоящая работа), сплошные линии — аппроксимации, синяя штриховая линия — расчёт [81]; (б) жидкий азот: белые ромбы — настоящая работа, белый квадрат — [30], сплошная линия — расчёт А.Б. Медведева (частное сообщение).

мер, [82]):

$$C^2 = -V^2 \frac{dP}{dV} \left[1 - \frac{(\Gamma/V)(V-V_0)}{2} \right] + V^2 \left[\frac{(\Gamma/V)(P_n - P_0)}{2} \right] + V^2(P - P_n) \left[\frac{\Gamma}{V} + \frac{d \ln V/\gamma}{dV} \right]. \quad (3.1)$$

Здесь V и V_0 — удельный объём в сжатом и исходном состояниях, P_n — давление на ударной адиабате, P — давление на изэнтропе. Первые два члена в (3.1) описывают скорость звука на адиабате Гюгонио, а последний — зависимость скорости звука от давления при отходе от адиабаты Гюгонио. Если скорость звука и ударная адиабата вещества определены в независимых экспериментах, то из (3.1) можно определить и коэффициенты Грюнайзена. Действительно, при $P = P_n$ имеем:

$$\Gamma = \frac{[C^2 + V^2 dP/dV]}{\{V[(dP/dV)(V_0 - V)/2 + P/2]\}}. \quad (3.2)$$

Зависимости коэффициентов Грюнайзена от степени сжатия для сжиженных благородных газов и азота при-

ведены на рис. 15. Для ксенона значения Γ смещены по сжатию на величину +0,5.

В зависимости от степени сжатия $\sigma = \rho/\rho_0$ (где ρ и ρ_0 — конечная и начальная плотности вещества) вычисленные значения коэффициента Грюнайзена Γ аппроксимированы следующими зависимостями: для криптона — $\Gamma(\sigma) = (5,188 \pm 0,301) - (1,912 \pm 0,130)\sigma$; для ксенона — $\Gamma(\sigma) = (2,767 \pm 0,337) - (0,690 \pm 0,138)\sigma$ и для аргона — $\Gamma(\sigma) = (5,165 \pm 0,303) - (1,990 \pm 0,141)\sigma$.

4. Температура, поглощение и отражение света в ударно-сжатых сжиженных благородных газах и азоте

В систему уравнений (2.1) (раздел 2) не входит температура — одна из основных термодинамических характеристик состояния вещества. Подбором коэффициентов и функций (в той или иной записи УРС) удаётся удовлетворительно описать измеренные в эксперименте сжимаемость и давление, однако температура ударного сжатия в различных вариантах расчётов очень чувствительна как к выбору самого уравнения состояния, так и к предполо-

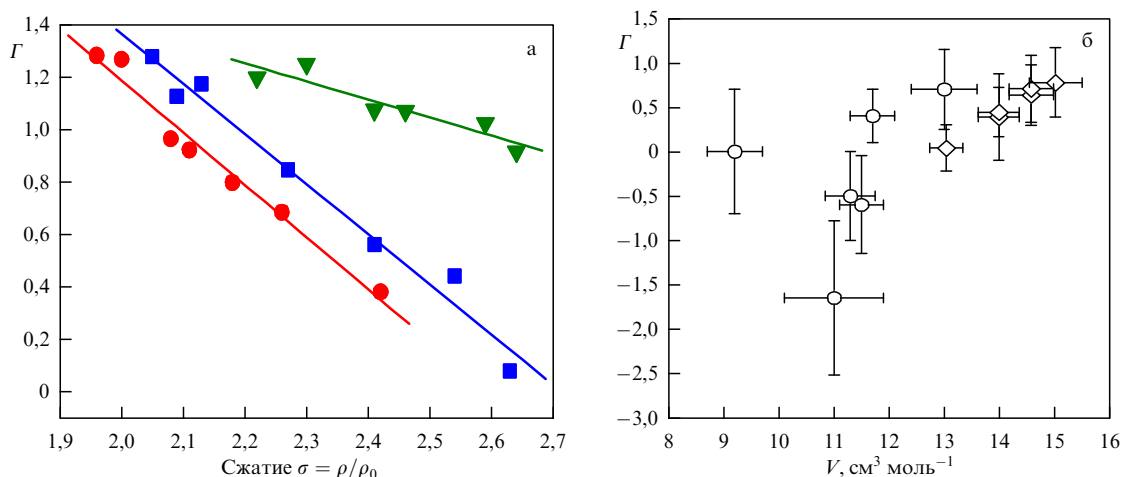


Рис. 15. (а) Зависимость коэффициента Грюнайзена от степени сжатия: зелёный треугольник — ксенон (настоящая работа), красные кружки — аргон [40], синие квадраты — криптон [45], сплошные линии — аппроксимации; (б) азот: белые кружки — [30], белые ромбы — настоящая работа.

жениям относительно входящих в него коэффициентов. В таких условиях экспериментальное измерение температур в ударно-волновых экспериментах позволяет надёжно обосновать выбранную форму уравнения состояния, даёт возможность независимой проверки его параметров, в частности, поведения теплоёмкости при высоких сжатиях. Этот вид термодинамической информации нередко оказывается гораздо более чувствительным средством проверки теоретических моделей, чем одна адиабата Гюгонио. Одновременное измерение в эксперименте сжимаемости и температуры позволяет получить более полную термодинамическую информацию о состоянии ударно-сжатого вещества, что важно для обоснования формы уравнения состояния.

Исследования излучательных свойств фронта ударных волн во многих конденсированных материалах ограничены их непрозрачностью. Однако для прозрачных сред нет препятствий для регистрации спектральной яркости свечения ударного фронта, по которой оценивается его температура, через слой ещё не сжатого вещества оптическими методами. Учитывая крайне малую толщину ударного фронта, измеренные температуры обычно связывают с температурами вещества за ударным фронтом. Для таких измерений температур с хорошим временным разрешением в условиях быстропотекающего процесса в ударной волне ($t \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$ с), как правило, используются оптические методы — высокочувствительные и малоинерционные, основанные на зависимости излучения тела от его температуры.

Основное соотношение между излучением и температурой абсолютно чёрного тела (АЧТ) описывается функцией Планка:

$$N(\lambda) = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} \left[\exp \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1 \right]^{-1} = C_1 \lambda^{-5} \left[\exp \left(\frac{C_2}{\lambda T_s} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (4.1)$$

Здесь ε — излучательная способность тела, λ — длина волны, T — истинная температура, T_s — яркостная (спектральная) температура, постоянные $C_1 = 1,19 \times 10^{-16}$ Вт м² ср⁻¹ и $C_2 = 0,0144$ м К.

В практических исследованиях ударно-сжатых материалов наибольшее распространение получил метод измерения яркостных температур. Введение яркостной температуры в оптическую пирометрию позволяет обойтись в экспериментах без определения поглощательной способности излучающего тела. В этом методе абсолютное значение излучательной способности тела не измеряется, а сравнивается с излучательной способностью эталонного чёрного излучателя с известным значением яркостной температуры — T_s . Яркостной (T_s) называют температуру АЧТ, имеющего на выбранной длине волны такую же монохроматическую яркость, что и исследуемое тело с температурой T , т.е.:

$$N_0(\lambda, T_s) = N(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) N_0(\lambda, T). \quad (4.2)$$

Методика измерения яркостных температур фронта ударной волны в воздухе и благородных газах впервые предложена в [83, 84]. Большой экспериментальный материал по излучательным свойствам ударных волн в плотных газах приведён в [85]. Дальнейшее развитие методика исследования излучательных свойств ударных волн в конденсированных диэлектриках получила во

ВНИИЭФ в работах С.Б. Кормера, Г.А. Кириллова, М.В. Сеницына [80, 86–89], где убедительно показана возможность измерения температур прозрачных конденсированных ударно-сжатых веществ по их тепловому излучению.

Первые измерения яркостных температур на фронте ударных волн в жидких аргоне и азоте до 20 ГПа проведены И.М. Воскобойниковым, А.Ю. Долгобородовым и М.Ф. Гогоулей [26]. Результаты ВНИИЭФ расширили область исследований температур ударно-сжатых сжиженных газов до давлений 265 ГПа в азоте [47], до 100 ГПа в криптоне [45, 46], до 350 ГПа в аргоне [40, 41] и ксеноне [42–44]. Температура ударно-сжатого жидкого азота и ксенона исследовалась также в работах [30, 49] и [90, 91] соответственно.

В экспериментах ВНИИЭФ для передачи излучения с фронта УВ на регистрирующую аппаратуру использовали либо оптическую систему (рис. 1а), либо световодную линию из кварцевого волокна (см. рис. 2). Определение яркостных температур по результатам эксперимента проводилось методом актиничных потоков [86]. Актиничный поток A , действующий на фотографический слой, можно представить в виде

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N(\lambda) S_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (4.3)$$

где S_{λ} — спектральная чувствительность фотослоя, τ_{λ} — коэффициент пропускания светофильтра, $N(\lambda)$ — спектральная яркость фотографического источника света (4.1). Границы интегрирования λ_1 и λ_2 определяются границами пропускания селективного светофильтра и спектральной чувствительностью фотоплёнки. При применении в экспериментах нейтральных светофильтров учитывалась зависимость их пропускания от температуры.

Для экспериментов по измерению температуры и коэффициентов поглощения света с высоким временным разрешением использован высокоскоростной электронно-оптический пирометр [59] с пятью каналами регистрации излучения на длинах волн $\lambda = 406, 450, 498, 550$ и 600 нм, выделяемых интерференционными светофильтрами, имеющими максимум пропускания излучения $\approx 50\%$ с шириной полосы пропускания 10 нм на полувысоте. Для регистрации импульсов излучения использованы фотоэлектронные умножители (ФЭУ) со скоростью нарастания анодного тока $1,2$ нс. Для калибровки оптического тракта пирометра применялась импульсная лампа [92], отградуированная по эталонной ленточной лампе накаливания.

В области давлений до 100 ГПа основной набор экспериментальных данных получен при фотографическом способе регистрации излучения в красной области спектра ($\lambda = 670$ нм). Схема эксперимента приведена ранее (рис. 1а). Фотохронограммы излучения фронта УВ и денситограмма почернения фотоплёнки, приведённые на рис. 1б, в соответствии, являются типичными для экспериментов со сжиженными газами. Яркостная температура оценивалась по величине плотности почернения плёнки на участке постоянной яркости свечения (1–2) (рис. 1в). Длительность этого участка определяется временем нахождения жидкости в сжатом состоянии и с ростом давления ударного сжатия уменьшается. Временное разрешение в данных экспериментах определяется размером изображения щели скоростного фоторегистра-

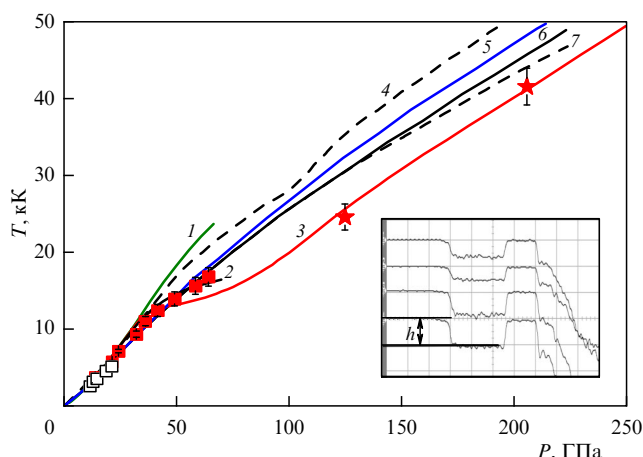


Рис. 16. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого аргона от давления. Эксперимент: белые квадраты — [26], красные квадраты — [40], красные звёздочки — [41]. Расчёт [40]: 1 — с учётом возбуждения электронов, 2 — эффективная температура в красной области спектра ($\lambda = 670$ нм) по модели Зельдовича [88], 3 — модель SANA IV [41]. Расчёт [33]: 4 — SESAME 5172, 5 — LEOS 181, 6 — LEOS 180, 7 — SESAME 5173. На вставке: осциллограммы излучения фронта УВ в эксперименте: длина волны (сверху вниз) — 550, 498, 406, 450 нм. Развёртка — 100 нс/дел.

тора на плёнке и скоростью линейной развёртки и составляет $1,5 \times 10^{-7}$ с. При регистрации излучения с применением многоканального пирометра [59] задача нахождения температуры фронта УВ по измеренным значениям спектральных температур решалась нелинейным методом наименьших квадратов для двух параметров T и $\mathcal{E}$ (см. формулу (4.1)) и проведением итераций для получения точных оценок температуры и излучательной способности. Погрешность определения температуры и излучательной способности оценивали из выражений:

$$\delta T = \frac{\sigma_N}{(\partial N_\lambda / \partial T)_{\mathcal{E}, \lambda=(\lambda)}} \quad \text{и} \quad \delta \mathcal{E} = \frac{\sigma_N}{(\partial N_\lambda / \partial \mathcal{E})_{T, \lambda=(\lambda)}}. \quad (4.4)$$

Здесь σ_N — стандартное отклонение для спектрального потока излучения, а производные вычисляются при среднем значении длин волн пропускания всех каналов.

Жидкий аргон. Экспериментальные температуры ударно-сжатого жидкого аргона в зависимости от давления приведены на рис. 16 [40, 41].

На вставке показаны типичные осциллограммы излучения фронта ударной волны в жидком аргоне. Температура оценивалась по амплитуде сигналов h . Как видно из осциллограмм, в ударно-сжатом жидком аргоне максимальное значение температуры достигается практически сразу после выхода УВ из экрана. Для расчёта равновесных температур в аргоне во ВНИИЭФ использовано УРС [40]. Как было показано выше, исследование ударного сжатия привело к открытию электронного возбуждения в жидком аргоне при одновременном воздействии высоких давлений и температур. Однако полуэмпирическое уравнение состояния аргона [40], учитывающее термическое возбуждение электронов (кривая 1 на рис. 16), не позволило описать совокупность экспериментальных данных в области давлений до 100 ГПа, что свидетельствует о большей чувствительности температурных измерений для тестирования модельных уравнений состояния, чем $D-U$ данные.

Ещё при измерении температур ударно-сжатых щелочно-галогенидных кристаллов в [86–89] было замечено систематическое отставание измеренных температур от рассчитанных по уравнениям состояний начиная с температуры $T \sim 10^4$ К. Теория, объясняющая данный эффект, была предложена Зельдовичем с соавторами [88]. В основе теории лежит предположение об экранировке "холодными" электронами излучения с более глубоких слоёв ударно-сжатого вещества, где устанавливается температурное равновесие между электронами и решёткой. На основе этой теории эффективные температуры в аргоне рассчитаны в [40], и показано хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных температур (кривая 2 на рис. 16) до 65 ГПа.

Расчёт температур ударно-сжатого жидкого аргона в рамках модифицированной химической модели плазмы с помощью универсального кода SANA-IV выполнен в [41]. В рамках такой модели аргон рассчитывался как сильно неидеальная смесь ионов, электронов и атомов. При расчёте равновесного состава плазмы и её термодинамических свойств учитывались эффекты частичного вырождения электронной компоненты и взаимодействия между всеми сортами частиц. Для описания кулоновской неидеальности применялась усовершенствованная модификация псевдопотенциального подхода. Эффективная глубина указанного потенциала приравнивалась к значению энергии взаимодействия электрон-ионной пары на среднем расстоянии между тяжёлыми частицами (ионами и атомами), что соответствовало принятой в данной модели граничной энергии, разделяющей свободные и связанные (внутриатомные) состояния, учитываемые при расчёте атомных статистических сумм. Помимо вклада кулоновского взаимодействия заряженных частиц учитывался эффект интенсивного отталкивания тяжёлых частиц на близких расстояниях. Это осуществлялось с использованием приближённого уравнения состояния "мягких сфер", модифицированного для смеси частиц разных диаметров. При этом степень "мягкости" в указанном потенциале межмолекулярного отталкивания выбиралась исходя из требования наилучшего описания экспериментально измеренного уравнения состояния аргона при комнатной температуре. Рассчитанная по модели SANA-IV зависимость температуры аргона от давления (кривая 3) хорошо описывает экспериментальные данные в диапазоне давлений 125–206 ГПа (рис. 16), но демонстрирует эффект падения темпа роста температуры выше 50 ГПа.

Более высокие температуры ударного сжатия аргона, чем SANA IV, демонстрируют расчёты по УРС SESAME 5172 (5173) и LEOS 180 (181) [33]. В диапазоне давлений до 250 ГПа (см. рис. 16) расчёты по LEOS 180 (кривая 5) и SESAME 5173 (кривая 6) хорошо согласуются и между собой и с расчётами, использующими QMD моделирование с различными потенциалами.

Жидкий ксенон. Данные по температуре ударно-сжатого жидкого ксенона, полученные во ВНИИЭФ с плоскими и полусферическими ГУВ [42–44], вместе с результатами [90, 91] приведены на рис. 17. Различие яркостных температур в красной (красные ромбы — $\lambda = 670$ нм) и синей (синие кружки — $\lambda = 430$ нм) областях спектра отражает известный факт, связанный с тем, что кванты более коротковолновой области спектра обладают меньшим коэффициентом поглощения и поэтому выходят из более глубоких слоёв фронта ударной волны, где излучение ближе к равновесному.

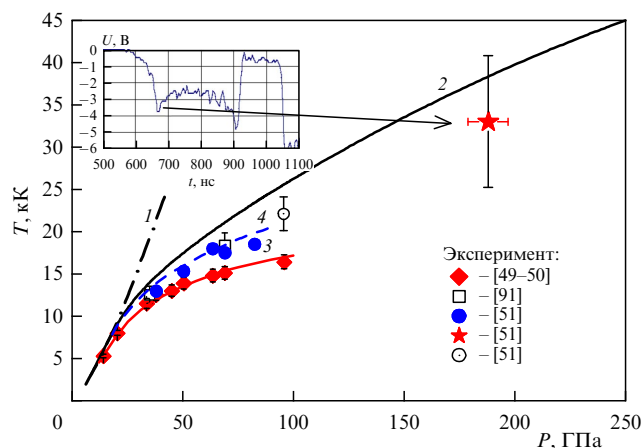


Рис. 17. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого ксенона от давления. Расчёт [42, 43]: 1 — равновесная температура без учёта возбуждения электронов, 2 — с учётом. Расчёт по модели Зельдовича [88]: 3 — температура в красной ($\lambda = 670$ нм) области спектра, 4 — температура в синей ($\lambda = 430$ нм) области спектра. На вставке — осциллограмма излучения фронта УВ в ксеноне при давлении $P = 188$ ГПа ($\lambda = 406$ нм)

Рассчитанные в [42–44] эффективные температуры по модели Зельдовича, учитывающей экранировку излучения из внутренних слоёв фронта ударной волны "холодными" внешними электронами, хорошо описывают экспериментальные результаты в области давлений до 100 ГПа.

В [44] зафиксирована особенность излучения фронта УВ в ксеноне, связанная с тем, что после резкого роста наблюдается снижение яркости излучения по мере движения УВ по образцу. Характерная осциллограмма излучения фронта УВ в жидком ксеноне в эксперименте [44] при давлении 188 ГПа приведена на вставке к рис. 17. Значение температуры оценивалось по величине максимальной интенсивности излучения, достигаемой после выхода ударной волны в жидкий ксенон. Механизм снижения температуры на фронте ударной волны в ксеноне в этой области давлений в настоящее время является открытым.

Жидкий криптон. В экспериментах ВНИИЭФ с плоским ГУВ в области давлений 20–90 ГПа яркостные температуры 5–20 кК в ударно-сжатом жидком криптоне измерены в [45]. В экспериментах с полусферическим ГУВ излучение фронта УВ в жидком криптоне регистри-

ровалось на пяти длинах волн [46]. Экспериментальные значения температур [45, 46] ударно-сжатого жидкого криптона в зависимости от давления и плотности приведены на рис. 18. Полученные данные в зависимости от давления аппроксимированы зависимостью (кривая 1):

$$T(\text{кК}) = 0,581 + 0,3308P - 4,646 \times 10^{-4}P^2, \quad \text{где } [P] - \text{ГПа}. \quad (4.5)$$

Результаты по температуре ударно-сжатого жидкого криптона в области давлений до 300 ГПа, как видно из рис. 18, достаточно хорошо согласуются как с расчётами по методу QMD из [36] и [46], так и с расчётом по модели SANA [46] вместе с совокупностью P – ρ -данных, представленных выше.

Известно, что для термодинамически подобных веществ, к которым относятся благородные газы, выполняется закон соответственных состояний. Поскольку критические параметры определяются независимо от формы уравнения состояния, закон соответственных состояний имеет общее значение. Результаты исследований температуры благородных газов для красной области спектра в приведённых координатах $T_{\text{пр}} = T/T_{\text{кр}}$ и $P_{\text{пр}} = P/P_{\text{кр}}$ показаны на рис. 19. Использовались значения критических параметров из [59].

При значениях $P_{\text{пр}} \leq 9$, как видно из рисунка, 16 экспериментальных значений для аргона [26, 40], криптона [45] и ксенона [42, 43] лежат на одной прямой (линия 1), которую с доверительной вероятностью 90 % можно представить уравнением регрессии:

$$T_{\text{пр}}(P_{\text{пр}}) = -(8,999 \pm 1,41) + (10,77 \pm 0,32)P_{\text{пр}} \times 10^3. \quad (4.6)$$

Раньше всего отклонение от закона соответственных состояний наблюдается для ксенона, затем для криптона и аргона. С доверительной вероятностью 90 % аппроксимирующие выражения имеют вид:

для жидкого ксенона (линия 2) при $P_{\text{пр}} > 3,5$:

$$T_{\text{пр}}(P_{\text{пр}}) = (29,37 \pm 1,82) + (2,01 \pm 0,21)P_{\text{пр}} \times 10^3, \quad (4.7)$$

для жидкого криптона (линия 3) при $P_{\text{пр}} > 5,6$:

$$T_{\text{пр}}(P_{\text{пр}}) = (23,77 \pm 1,50) + (4,78 \pm 0,14)P_{\text{пр}} \times 10^3, \quad (4.8)$$

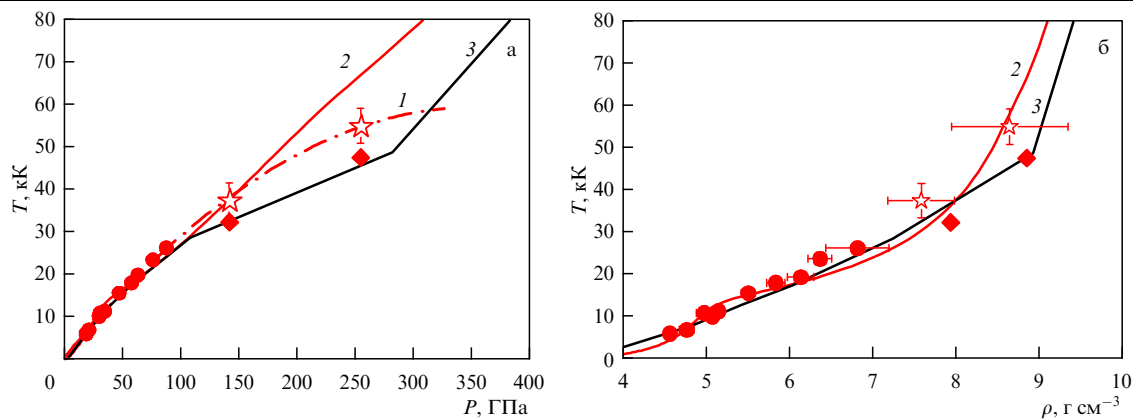


Рис. 18. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого криптона от давления (а) и плотности (б). Эксперимент: красные кружки — плоский ГУВ [45]; красные звёздочки — полусферический ГУВ [46]. Расчёт: 1 — аппроксимация (3.5), 2 — модель SANA [46], красные ромбы — QMD [46], 3 — расчёт QMD [36].

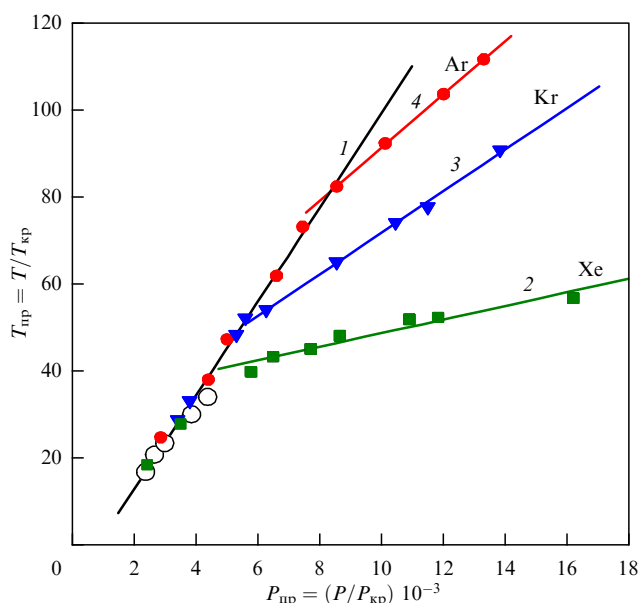


Рис. 19. Зависимость температуры ударно-сжатых сжиженных газов от давления в приведённых координатах. Эксперимент: белые кружки — [26], красные кружки — [38], синие треугольники — [43], зелёные квадраты — [40–41]. Аппроксимации: 1 — усреднённая зависимость (4.6), 2 — (4.7), 3 — (4.8), 4 — (4.9).

для жидкого аргона (линия 4) при $P_{пр} > 8$:

$$T_{пр}(P_{пр}) = (28,86 \pm 0,95) + (6,24 \pm 0,09)P_{пр} \times 10^3. \quad (4.9)$$

Пересечение аппроксимаций (4.7)–(4.9) с общей (4.6) определяет области давлений, с которых начинаются отклонения от закона соответственных состояний: $P_{пр} = (8,34 \pm 0,52) \times 10^3$ в аргоне, $P_{пр} = (5,47 \pm 0,27) \times 10^3$ в криптоне, $P_{пр} = (4,38 \pm 0,18) \times 10^3$ в ксеноне. Эти величины соответствуют давлениям: $P = (40,0 \pm 2,5)$ ГПа для аргона, $P = (29,4 \pm 1,5)$ ГПа для криптона, $P = (25,0 \pm 1,0)$ ГПа для ксенона.

Жидкий азот. До давлений $P \approx 40$ ГПа излучение фронта УВ регистрировалось в красной области спектра [47] и приведённые на рис. 20 данные (красные кружки) имеют характер яркостных температур, не учитывающих излучательную способность фронта ударной волны. В области давлений ~ 90 ГПа и выше в экспериментах использовался пятиканальный высокоскоростной пирометр [59], что позволило измерить температуру ударно-сжатого жидкого азота с учётом излучательной способности [47]. Для экспериментов с полусферическими ГУВ уточнённые значения температур T и излучательной способности $\mathcal{E}$ из [47] приведены в таблице и на рис. 20 вместе с известными экспериментальными и расчётными данными.

При обработке данных, приведённых в таблице, для опыта №1 амплитуды излучения на участке (1–2) усреднялись (см. вставку а на рис. 20). При анализе результатов в опытах №№ 1, 2, 3 для излучательной способности использовалось приближение $\mathcal{E} = \text{const}$, в опыте №4 — модельное уравнение $\mathcal{E} = \exp(a_0\lambda)$, где $a_0 = -2,0 \times 10^{-3} \text{ нм}^{-1}$ ($[\lambda] — \text{нм}$). В расчёте этого опыта в области длин волн 406–600 нм использовали среднее значение излучательной способности $\mathcal{E}_{ср} = 0,371$.

Все экспериментальные данные в области давлений до 90 ГПа хорошо описывает расчёт [48], в котором было использовано обобщение модифицированной модели

Таблица. Температура ударно-сжатого жидкого азота [47].

№	Экран	T , К	$\mathcal{E}$	P , ГПа
1	Al	16170 ± 886	$0,315 \pm 0,037$	88,5
2	Fe	24590 ± 520	$0,594 \pm 0,036$	133
3	Al	30250 ± 2700	$0,205 \pm 0,028$	160
4	Al	56560 ± 9585	0,371	265

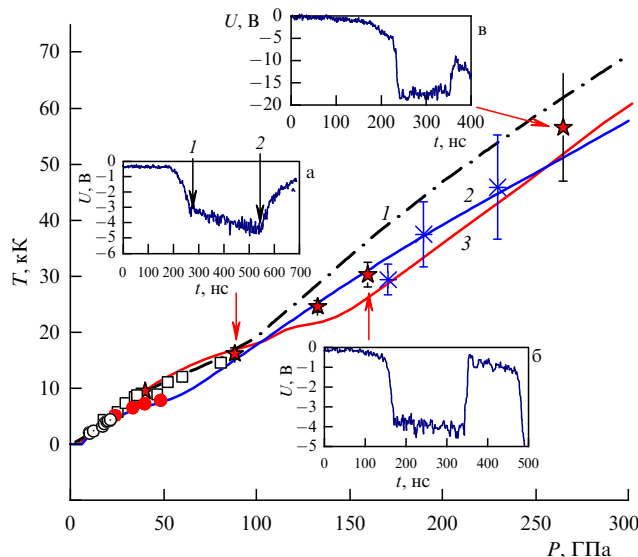


Рис. 20. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого азота от давления. Эксперимент: белые кружки — [26], белые квадраты — [30], красные кружки — [47], красные звёздочки — [47], * — [49]. Расчёт: 1 — [30], 2 — [47], 3 — [49].

Ван-дер-Ваальса на случай химически и ионизационно реагирующих смесей [93]. В этой же области экспериментальные результаты [30, 47–49] хорошо согласуются друг с другом и с расчётом [41]. В области выше 90 ГПа расчёт [48] прогнозирует более высокие температуры ударного сжатия.

Ранее в [47] для описания параметров состояния ударно-сжатого азота и его термодинамических свойств была использована модель SANA-N, в которой термодинамическое описание построено на основе квазихимического представления азотного флюида как частично ионизованной термодинамически равновесной плазмы, состоящей из атомов, молекул, атомных и молекулярных ионов азота и электронов, с сильным кулоновским взаимодействием и интенсивным короткодействующим отталкиванием тяжёлых частиц, а также с частичным вырождением электронов. В недавней работе [49] представлены новые экспериментальные $T(P)$ данные и расчёт для ударно-сжатого газообразного азота с начальной плотностью, близкой к плотности жидкости, $\rho_0(\text{N}_2) = 0,8 \text{ г см}^{-3}$. В [49] в состав молекулярной составляющей, содержащей в [47] только двухатомные комплексы, была включена молекула N_3 , параметры отталкивания для которой (размер молекулы и "мягкость" отталкивания) выбирались в соответствии с её структурными данными. Как видно из рис. 20, экспериментальные данные [49] хорошо согласуются в $T-P$ координатах с прежними результатами, а вся совокупность результатов выше 90 ГПа хорошо совпадает с расчётом.

На вставках рис. 20 приведены характерные осциллограммы излучения фронта УВ в жидком азоте в области давлений ≈ 90 ГПа и выше. Как видно из осциллограмм, в экспериментах изменяется характер нарастания излучения на фронте ударной волны. В опыте при давлении $P = 88,5$ ГПа (вставка а) резкий рост излучения в течение ~ 100 нс сменяется более медленным нарастанием в течение последующих ~ 250 нс. При давлениях 162 и 265 ГПа (вставки б, в) рост сменяется участком с практически постоянным уровнем излучения. Качественно разницу в характере осциллограмм можно объяснить диссоциацией азота. В первом случае резкий рост излучения (и температуры) связан с ионизацией исходных молекул, а последующее нарастание на участке (1–2) — с процессом ионизации образовавшихся при диссоциации атомов. Как отмечалось ранее в разделе 2, расчёт [77] показывает, что при давлении 90 ГПа уже половина молекул диссоциирована, а при давлениях $P \approx 120$ ГПа диссоциация завершена. Это означает, что рост числа электронов, с которым связан характер излучения, до указанного давления определяется ионизацией из молекул и атомов, а при более высоких давлениях — только из атомов. При этом может меняться и характер излучения фронта ударной волны.

Поглощение и отражение света. Несмотря на увеличение числа публикаций по исследованию излучательных характеристик фронта ударной волны в конденсированных средах, в общем объёме экспериментальной информации исследования температур по-прежнему занимают немного места. Ещё реже экспериментально исследовались и другие характеристики фронта ударных волн, а именно — поглощение и отражение света в ударно-сжатом веществе.

При определении истинной температуры по измеренной яркостной должна быть оценена тем или иным способом величина излучательной способности $\mathcal{E}(\lambda, T)$ (см. формулу (4.1)), что в условиях эксперимента по ударному сжатию часто затруднительно. Поэтому температура фронта ударных волн, как правило, вычисляется по величине $\mathcal{E}$, подбираемой для лучшего описания измеренных спектральных температур, и, при слабой зависимости от длины волны, находится величина:

$$\mathcal{E}(\lambda, T) = \mathcal{E}(T) = \text{const}. \quad (4.10)$$

Таким образом, при описании экспериментальных температур должен быть решён вопрос о связи подгонного параметра $\mathcal{E}$ и значения коэффициента поглощения $\mathcal{E}^*$, определяемого из основного термодинамического соотношения:

$$\mathcal{E}^* + \tau + R = 1. \quad (4.11)$$

Поскольку в состоянии термодинамического равновесия величины излучательной $\mathcal{E}$ и поглощательной способности $\mathcal{E}^*$ эквивалентны, оценить $\mathcal{E}$ можно из соотношения (4.11), если измерить отражательную способность R и прозрачность излучающего тела τ . Ранее прозрачность, отражение и преломление света ударно-сжатых ионных кристаллов, стёкол и некоторых жидкостей исследовались С.Б. Кормером с коллегами [86].

В исследованиях коэффициента поглощения света в ударно-волновых экспериментах основное внимание обращается на начальный участок нарастания интен-

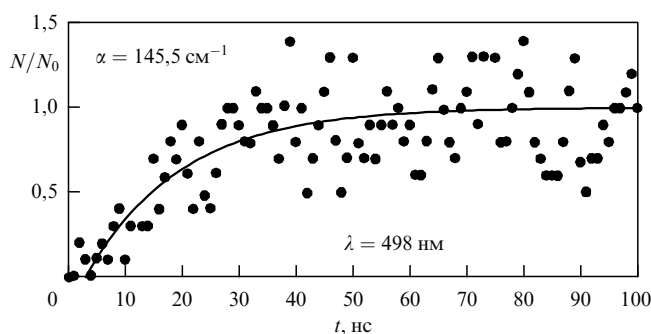


Рис. 21. Осциллограмма излучения фронта ударной волны в жидком аргоне (для наглядности представлена точками): • — эксперимент; сплошная линия — аппроксимация.

сивности излучения (область 0–1 на рис. 1в), которое, как и в [86], связывали с увеличением слоя вещества, сжатого ударной волной, и имеющего коэффициент поглощения (усреднённый) — α . Интенсивность излучения плоского слоя в направлении нормали описывается выражением:

$$N = \mathcal{E}N_0 = N_0 [1 - R - \tau]. \quad (4.12)$$

Если пренебречь отражением, а пропускание излучения определить по формуле Бугера – Ламберта – Бэра:

$$\tau = \exp(-\alpha l), \quad (4.13)$$

где α — коэффициент поглощения излучения слоем толщиной l , то выражение (4.12) можно переписать в виде

$$N = N_0 [1 - \exp(-\alpha l)] = N_0 [1 - \exp(-\alpha (D - U)t)]. \quad (4.14)$$

Здесь N_0 — интенсивность излучения оптически плотного слоя, $l = (D - U)t$ — толщина слоя ударно-сжатого вещества, t — время движения ударной волны по веществу. Из (4.14) легко получить выражение для оценки α :

$$\alpha = -\frac{1}{(D - U)t} \ln \left(1 - \frac{N}{N_0} \right). \quad (4.15)$$

Типичная осциллограмма нарастания яркости излучения на фронте ударной волны, например в жидком аргоне в эксперименте со сферическим генератором ударных волн, и рассчитанная зависимость N/N_0 приведены на рис. 21 ($P = 206$ ГПа). Для вычисления коэффициента поглощения изменения интенсивности N/N_0 от времени в (4.15) определялись из осциллограмм, а D и U — из экспериментов по сжимаемости.

Результаты обработки экспериментов для аргона, криптона и азота показаны на рис. 22. Измеренный коэффициент поглощения света в жидком криптоне в зависимости от температуры в красной, синей и зелёной областях спектра изменялся от 10 до 300 см^{-1} при давлениях до 80 ГПа. На том же рисунке нанесена аппроксимационная зависимость

$$\ln \alpha = (7,0 \pm 0,2) - (2,2 \pm 0,2) \left(\frac{10^4}{T} \right), \quad ([\alpha] - \text{см}^{-1}, [T] - \text{К}). \quad (4.16)$$

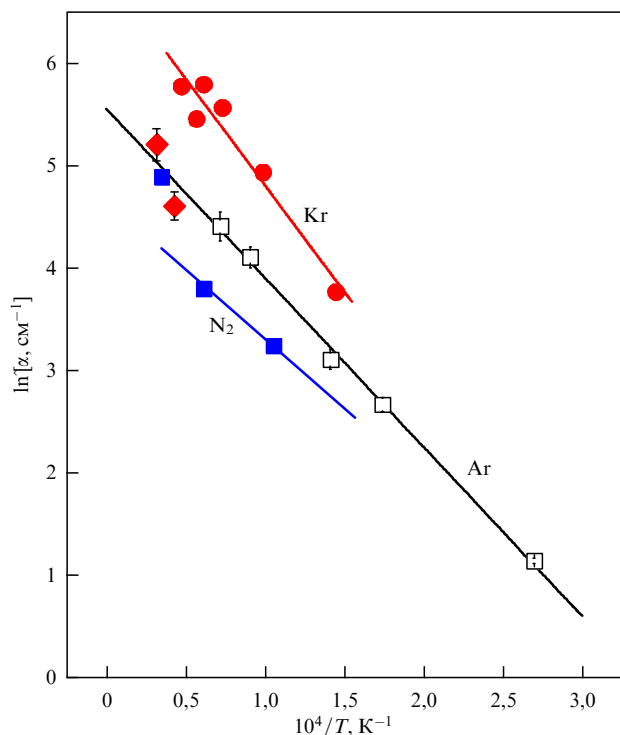


Рис. 22. Коэффициент поглощения света в ударно-сжатых сжиженных газах. Эксперимент: красные кружки — [45], белые квадраты — [40], красные ромбы — [41], синие квадраты — [47]. Сплошные линии — аппроксимации.

При давлениях до ≈ 250 ГПа коэффициент поглощения света в ударно-сжатом жидком аргоне от температуры изменялся в диапазоне от ≈ 3 до 180 см^{-1} . Аппроксимационная зависимость этих данных имеет вид

$$\ln \alpha = (5,71 \pm 0,10) - (1,70 \pm 0,07) \left(\frac{10^4}{T} \right),$$

$$([\alpha] - \text{см}^{-1}, [T] - \text{К}). \quad (4.17)$$

В жидком азоте при давлениях до 100 ГПа коэффициенты поглощения лежат ниже, чем в одноатомных криогенных жидкостях — аргоне и криптоне. Однако при наибольшем исследованном давлении 160 ГПа экспериментальное значение коэффициента поглощения ударно-сжатого молекулярного жидкого азота находится на зависимости для атомарного жидкого аргона. Качественно это подтверждает вывод о завершённом процессе диссоциации в данном диапазоне давлений [47].

Как и при исследовании ионных кристаллов [86, 87], зафиксирована сильная температурная зависимость коэффициентов поглощения света в аргоне и криптоне. По методике, описанной выше, при давлении ударного сжатия жидкого ксенона $P = 95$ ГПа [44] зарегистрирован коэффициент поглощения света в синей области спектра $\alpha \sim 400 \text{ см}^{-1}$.

Отражательные свойства фронта ударных волн в жидком криптоне впервые исследовались в [45]. Для измерения отражения использовалось собственное свечение фронта УВ (рис. 23а). Излучение фронта УВ (4), отражаясь под углом $\sim 10^\circ$ от медного зеркала (3), расположенного в объёме жидкости (2), выводилось на внешнее зеркало (5) и далее на входной объектив скоростного фоторегистратора. Одновременно фиксиру-

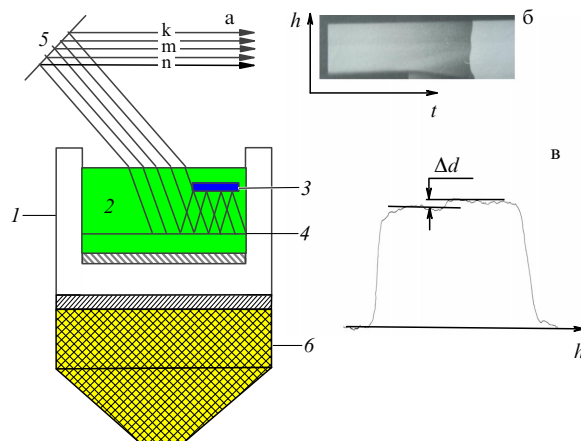


Рис. 23. Схема измерения отражения света от фронта ударной волны [45]: (а) экспериментальное устройство: 1 — криостат, 2 — сжиженный газ, 3 — медное зеркало, 4 — фронт ударной волны, 5 — внешнее зеркало, 6 — плоский ГУВ; (б) фотохронограмма излучения; h — направление сканирования плёнки; (в) денситограмма (Δd — скачок плотности почернения плёнки).

лось излучение самого фронта ударной волны. Из рисунка видно, что яркость на участке $k-m$ определяется излучением фронта и светом, отражённым от медного зеркала 3, а на участке $m-n$ — только свечением фронта. Интенсивность суммарного излучения на участке $k-m$ можно оценить из выражения

$$N = N_0[1 + \xi R](1 - r), \quad (4.18)$$

где N_0 — собственное излучение фронта ударной волны; ξ , R и r — коэффициенты отражения для медного зеркала, фронта ударной волны и свободной границы. Фотометрирование изображения (рис. 23б) проводилось поперёк плёнки.

В эксперименте отчётливо зарегистрирован скачок плотности почернения, связанный с отражением света от фронта ударной волны в жидком криптоне (рис. 23в), и измерен коэффициент отражения света $\sim 13\%$ при давлении 76 ГПа [45]. В аналогичной постановке эксперимента в жидком ксеноне при давлении 67,5 ГПа измерен коэффициент отражения света от плоской ударной волны $\sim 20\%$ [45].

5. Электропроводность азота, аргона, криптона и ксенона при ударном сжатии в области давлений до 100 ГПа

В физике ударных волн традиционное измерение скорости ударной волны

$$D = V_0 \left[\frac{P - P_0}{V_0 - V} \right]^{1/2}, \quad (5.1)$$

по-существу, является измерением производной, поэтому величина D очень чувствительна к фазовому состоянию вещества. Адиабаты Гюгонио многих материалов хорошо описываются линейным соотношением между D и U , поэтому любое отклонение от линейности требует внимания, так как может означать изменение агрегатного состояния вещества. При исследовании прозрачных материалов обнаружить фазовые переходы возможно при измерении температур ударно-сжатых материалов. Оба метода применялись при исследовании

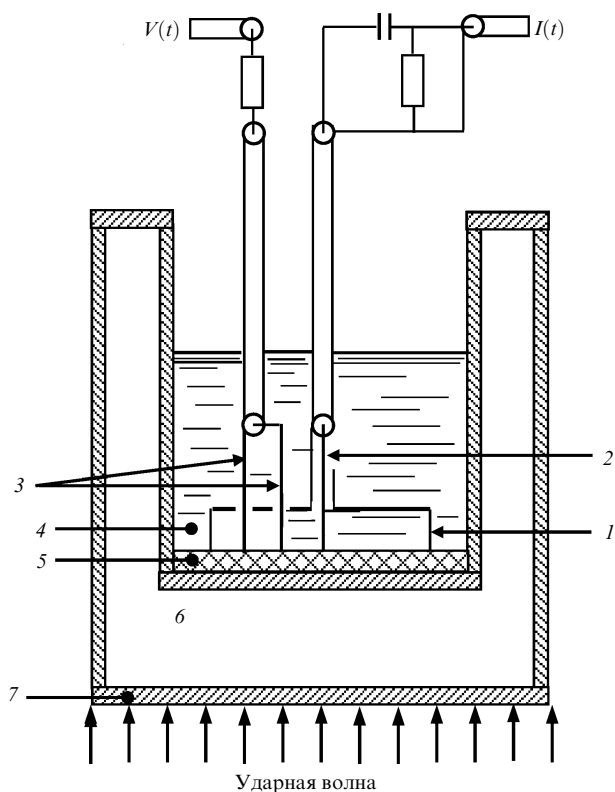


Рис. 24. Экспериментальное устройство для измерения электропроводности ударно-сжатых криогенных жидкостей: (1–2) — токовые электроды, 3 — потенциальные электроды, 4 — сжиженный газ, 5 — диэлектрик, 6 — экран, 7 — ударник.

ударно-сжатых сжиженных газов и показали весьма существенное термическое возбуждение электронов в зону проводимости. Получить данные о концентрации электронов проводимости и поведении энергетического зазора в зависимости от плотности и температуры, что важно при теоретическом описании экспериментальных результатов, можно при измерении электропроводности. Эта дополнительная информация приводит к большей определённости в оценках роли свободных электронов. Значительная проводимость жидкого аргона при давлении $P \sim 20$ ГПа наблюдалась ещё в [15]. В [30] зафикси-

ровано изменение проводимости в ударно-сжатом жидком азоте от $G \approx 1,5 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $P \approx 20$ ГПа до $G \approx 47 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при $P \approx 62$ ГПа. Проводимость жидкого кислорода $G \approx 80 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при давлениях до $P \approx 43$ ГПа измерена в [31].

В экспериментах по измерению электропроводности благородных газов и азота во ВНИИЭФ использована методика, предложенная Л.А. Гатиловым и Л.В. Кулешовой [94]. Элементы измерительной схемы, смонтированные в криостат, заполненный сжиженным газом, и схема плоскостного эксперимента приведены на рис. 24.

В опыте регистрировали импульсный ток $I(t)$, протекающий через образец ударно-сжатого сжиженного газа (4) между коаксиальным медным электродом (1) и центральным электродом (2), и разность потенциалов $V(t)$ между двумя медными (3) зондами. Разрядная цепь замыкалась при выходе фронта ударной волны на границу жидкого образца (4) и диэлектрической пластины (5). Диэлектрик препятствует шунтированию проводимости исследуемого вещества металлическим экраном (6), через который ударная волна выводилась в экспериментальную ячейку. Давление определялось из соотношений $P-U$ для исследуемых веществ, материалов экранов и диэлектрических пластин методом отражения. Учитывалось охлаждение элементов конструкции до температур сжиженных газов.

Благородные газы. Опытные данные ВНИИЭФ по электропроводности жидкого аргона, криптона и ксенона в зависимости от амплитуды ударной волны и температуры приведены на рис. 25 [50, 51]. Из рисунков видно, что экспериментальные зависимости электропроводности с возрастанием давления в ударной волне имеют тенденцию к насыщению на уровне $G \sim 6 \times 10^2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ для ксенона при давлении $P \sim 40$ ГПа, а для криптона при давлении $P \sim 70$ ГПа. Для аргона это давление превышает, видимо, величину ~ 100 ГПа.

На экспериментальных зависимостях $G(1/T)$ можно выделить участки линейного изменения электропроводности от температуры и на этих участках описать их электропроводность зависимостью, характерной для полупроводников:

$$G = G_0 \exp \left(- \frac{E(T, V)}{2kT} \right), \quad (5.2)$$

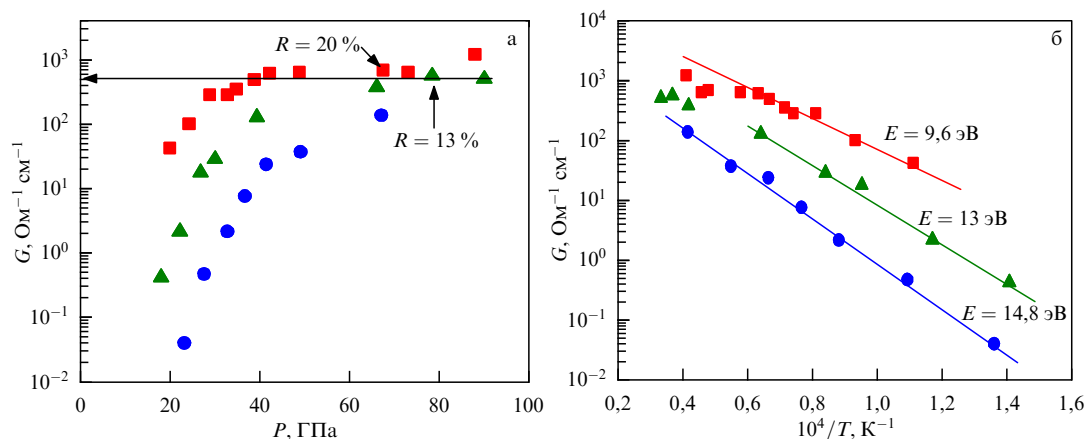


Рис. 25. Зависимость электропроводности ударно-сжатых сжиженных благородных газов от амплитуды ударной волны (а) и температуры (б). R — коэффициент отражения света от фронта ударной волны. Эксперимент [50, 51]: синие кружки — Ar, зелёные треугольники — Kr, красные квадраты — Xe.

где $E(T, V)$ — энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости, а G_0 слабо зависит от температуры. Экспериментальные точки на линейных участках аппроксимировались по методу наименьших квадратов с доверительной вероятностью 90 %. Из аппроксимационных зависимостей определена ширина запрещённых зон в каждом из исследованных газов: $E = (14,8 \pm 0,5)$ эВ для аргона, $E = (13,0 \pm 0,8)$ эВ для криптона и $E = (9,6 \pm 0,5)$ эВ для ксенона. Полученные данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями энергетических зазоров, измеренными при наблюдении фотопроводимости [95, 96]: $E_0 = 13,4$ эВ для аргона, 11 эВ для криптона и 9,22 эВ для ксенона.

Ударно-волновое сжатие создаёт уникальные возможности для изучения перехода диэлектриков в металлическое состояние, так как возрастание плотности сопровождается существенным ростом температуры и увеличением числа свободных электронов. Это приводит к "размазыванию" перехода изолятор–металл, что создаёт предпосылки для наблюдения непрерывного перехода диэлектриков в металлическое состояние [97]. Возрастание числа свободных электронов должно приводить в данном случае к увеличению коэффициента отражения света от фронта ударной волны, которое можно зарегистрировать экспериментально. Как показано в разделе 2, при давлениях до $P \sim 100$ ГПа отражение света от фронта ударной волны в жидких криптона и ксенона достигает значений $R \sim 13–20$ % [45]. Такие высокие коэффициенты отражения света соответствуют давлениям, при которых наблюдается насыщение электропроводности $G(P)$ в криптона и ксенона (рис. 25а). Это может быть связано с образованием хорошо отражающей металлической поверхности на фронте ударной волны при увеличении числа свободных электронов, как и в обычных полупроводниках при возрастании температуры.

Экспериментальные результаты по электропроводности ударно-сжатых благородных газов на ударных адиабатах и вдоль изотерм с различной температурой показаны на рис. 26, где эти данные сопоставлены с результатами других измерений и с расчётами по различным теоретическим моделям [9]. Там же приведены граница кулоновского параметра неидеальности $\Gamma_D = E_C/E_T = 1$, когда энергия кулоновского взаимодействия частиц $E_C = e^2/r_D$ ($r_D = (4\pi e^2 \sum Z_i^2 n_i / k_B T)^{-1/2}$ — радиус Дебая) сравнима со средней кинетической энергией теплового движения $E_T \sim k_B T$ и граница полного вырождения электронов $n_e \lambda_e^3 = 1$, отражающая факт изменения статистики при возрастании давления; масштабом кинетической энергии частиц становится энергия Ферми

$$E_F = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}}{2m_e}.$$

Границы спитцеровской электропроводности G_{sp} , нанесённые на рис. 26, показывают влияние плотностных эффектов на свойства плазмы конденсированных инертных газов. К общим особенностям поведения экспериментальных данных можно отнести тот факт, что удельная электропроводность плазмы жидких аргона, криптона и ксенона в процессе сжатия резко возрастает на (3–5) порядков, достигая значений $G \sim 10^2–10^3$ Ом^{–1} см^{–1}, характерных для щелочных металлов, в узком диапазоне плотностей: $\rho \sim 2–4$ г см^{–3} в аргоне, $\rho \sim 4–8$ г см^{–3} в криптона, $\rho \sim 5–10$ г см^{–3} в ксенона.

Полученные данные демонстрируют явно выраженный пороговый по плотности эффект и качественно противостоят моделям слабонеидеальной плазмы, для которых при малых степенях ионизации [99],

$$a_i = \frac{n_e}{(n_e + n_a)} \ll 1, \quad (5.3)$$

электропроводность G определяется рассеянием электронов на нейтральных частицах и качественно описывается формулой Лоренца [3], дающей линейную зависимость проводимости от концентрации свободных носителей: $G \sim a_i \sim 1/\rho$. Для примера, зависимость электропроводности идеальной плазмы аргона нанесена на рис. 26а (сплошная красная линия).

Для описания электропроводности плазмы сжиженных благородных газов в условиях экспериментов ВНИИЭФ в [9] применялась квазихимическая модель неидеальной плазмы [53, 101–103], учитывающая эффекты вырождения свободных электронов, кулоновское взаимодействие заряженных частиц и отталкивание тяжёлых частиц на коротких расстояниях, причиной которых является перекрытие электронных оболочек атомов и ионов при высоких плотностях. Для описания состава плазмы использовано уравнение ионизационного равновесия Саха [98]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2Q_i}{Q_a} \lambda_e^{-3} \exp \left[-\frac{I - \Delta I(n_e, n_i, T)}{k_B T} \right], \quad (5.4)$$

где Q_i и Q_a — статистические суммы иона и атома, I — потенциал ионизации, ΔI — снижение потенциала ионизации, вызванное межчастичным взаимодействием. Учёт неидеальности при определении состава плазмы приводит к необходимости введения величин снижения потенциала ионизации ΔI , зависящих от плотности, что приводит к росту нетермической степени ионизации. В этом случае на зависимостях электропроводности от плотности при $T = \text{const}$ появляется минимум, глубина которого зависит от температуры плазмы. С увеличением температуры до $T = 20000$ К (см. рис. 26) этот минимум сглаживается, когда термическая ионизация при $k_B T \sim I$ превалирует над эффектом ионизации давлением, существенным при $k_B T \ll I$.

С ростом плотности при фиксированной температуре процессы ионизации завершаются, и при сильной ионизации ($a_i \sim 1$) слабонеидеальной плазмы вместо формулы Лоренца справедливо приближение Спитцера (невыврожденная плазма) [3]:

$$G = \gamma(Z) \frac{4\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{(k_B T)^{1/2}}{Z m_e e^2} \frac{1}{\Lambda},$$

а в случае статистики Ферми электропроводность стремится к величине:

$$G \sim \frac{n_e}{\Lambda}, \quad (5.5)$$

где Λ — кулоновский логарифм. То есть при высоких температурах экспоненциальная зависимость электропроводности, определяемая формулой Лоренца, сменяется слабой логарифмической зависимостью от концентрации носителей. В этих условиях в качестве оценки проводимости можно использовать так называемую "минимальную металлическую" проводимость Регеля–Иоффе [99], широко применяемую в физике простых

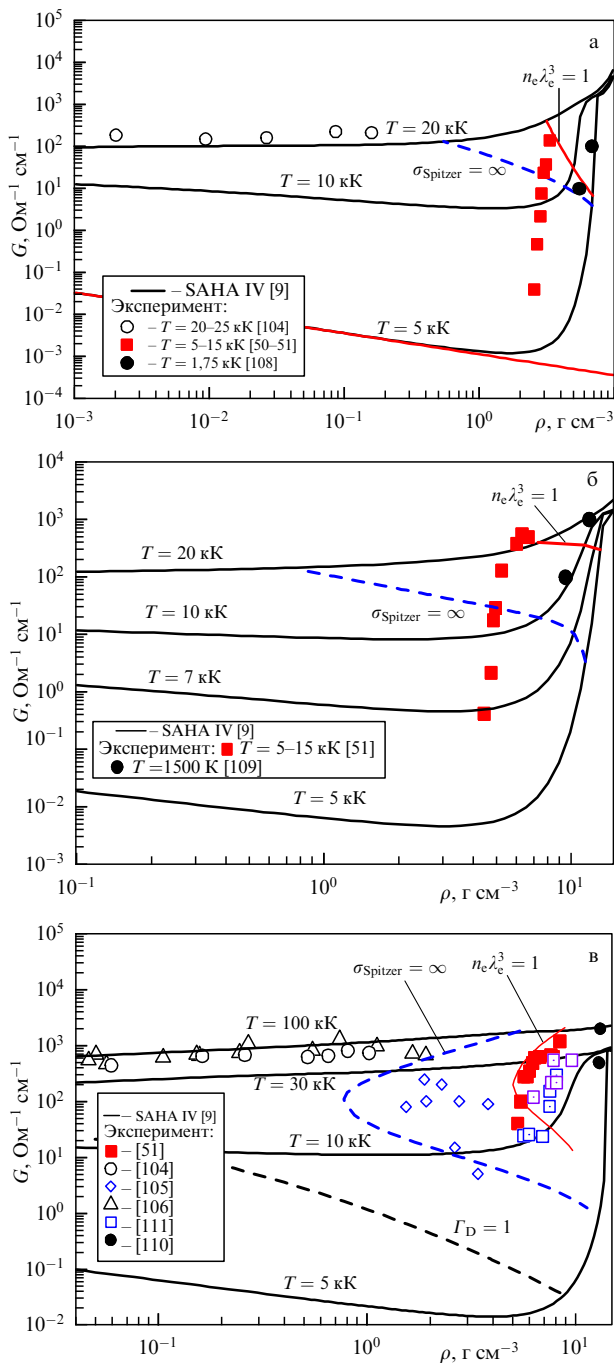


Рис. 26. Зависимость удельной проводимости благородных газов от плотности [9]: (а) аргон, (б) криптон, (в) ксенон.

металлов и полупроводников:

$$G \sim \frac{n_e R_s}{v_T}, \quad (5.6)$$

где R_s — радиус ячейки Вигнера–Зейтца, v_T — тепловая скорость электрона.

На рисунке 26 приведены также данные по электропроводности однократно и двукратно сжатой плазмы газообразных аргона и ксенона [103–105], в которой реализуются почти на порядок более высокие температуры, чем при сжатии конденсированных газов. В таком случае на первый план выходит эффект термической ионизации, наиболее ярко проявляющийся с ростом молекулярного веса вещества. Так, для ксенона (см. рис. 26)

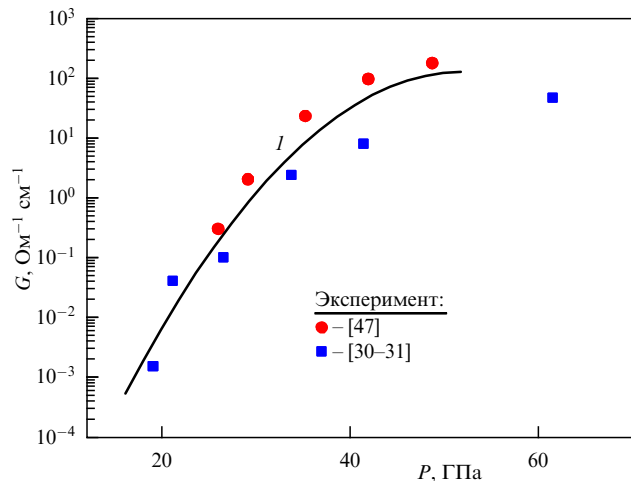


Рис. 27. Электропроводность жидкого азота в зависимости от давления: I — аппроксимация данных [30] и [47].

при температурах $T \sim (4–10) \times 10^4$ К электропроводность достигает значений $G \approx 10^3$ Ом^{–1} см^{–1} уже при плотностях $\rho \sim 0,04–1$ г см^{–3}. Для конденсированного ксенона тот же уровень электропроводности достигается при $T \sim 10^4$ К и плотностях $\rho \sim 10$ г см^{–3}. Как видно из рис. 26, с возрастанием молекулярного веса элементов скачок электропроводности при ионизации давлением уменьшается, достигая в ксеноне всего двух порядков величины. Эффект ионизации давлением и соответствующий резкий рост величины электропроводности весьма ощутимы при низких температурах $T < I$, где I — потенциал ионизации, и при высоких плотностях плазмы $\rho \sim 1–10$ г см^{–3}. Отметим, что плазменная модель ионизации, основанная на формуле Лоренца и составе частиц из (5.4), приводит к экспоненциальной зависимости электропроводности от температуры, характерной для полупроводников [106] при их термическом возбуждении с величиной щели, уменьшающейся с ростом плотности. Результаты данной работы подтверждают этот вывод.

Азот. Экспериментальные результаты по электропроводности ударно-сжатого жидкого азота за фронтом плоской ударной волны [47] в зависимости от амплитуды ударной волны представлены на рис. 27 вместе с данными [30, 31].

В силу высокой подвижности электронов электропроводность жидкого азота, видимо, имеет электронный характер. В исследованной области плотностей до $\rho \sim 2,5$ г см^{–3} концентрация молекул азота составляет $N \sim (3–5) \times 10^{22}$ см^{–3} и, следовательно, средняя длина свободного пробега электронов l изменяется незначительно, оставаясь относительно постоянной $\sim 4 \times 10^6$ см ($l \sim N^{-1/3}$). Поэтому зарегистрированный рост электропроводности на ~ 4 порядка величины полностью определяется ростом концентрации электронов и слабо зависит от изменения их подвижности, причём до давлений $P \approx 30$ ГПа ионизация происходит из молекул, а выше — как из молекул, так и из атомов, возникших при диссоциации молекулярного азота. Абсолютные значения электропроводности, измеренные в [45], при низких давлениях $P \sim 20$ ГПа совпадают, а при более высоких давлениях несколько выше, чем в экспериментах [30]. Это различие может быть связано с особенностями измерительных схем [30] и [45].

6. Заключение

В настоящей работе показаны пути решения научно-технической задачи экспериментального изучения состояний высокой концентрации энергии в плазме при ударном сжатии. Совокупность полученных экспериментальных данных использовалась для тестирования параметров уравнений состояний благородных газов и азота в широкой области состояний до уникально высоких давлений $P \sim 1000$ ГПа. Для изучения ударно-волновых свойств криогенных жидкостей разработаны простые экспериментальные устройства плоской и полусферической геометрии, которые оказались удобными для работы в условиях экспериментального полигона при регистрации скоростей ударной волны на основной и отражённой ударных адиабатах, излучения с фронта УВ и электропроводности.

В процессе исследований свойств ударно-сжатого жидкого азота, выполненных более 14 лет назад [47], впервые в области давлений (100–130) ГПа зафиксировано максимальное сжатие, после чего с ростом давления зависимость $P-\rho$ на ударной адиабате приобретает практически изохорный характер со степенью сжатия $\sigma \approx 4,2$, близкой к идеально-газовой ($\sigma \approx 4$). Совокупность экспериментальных и теоретических данных [47] позволила высказать предположение, что диапазон параметров $P \sim 100$ ГПа, $T \sim 16000$ К, $\rho \sim 3,3$ г см⁻³ отвечает окончанию процесса деполимеризации азота и переходу его в состояние плотной неидеальной плазмы. Данные [47] позднее были подтверждены в экспериментах ВНИИЭФ с газообразным азотом в [49]. Отличительная особенность азота как молекулярного вещества выражается в его способности помимо обычного молекулярного кристалла и молекулярного флюида образовывать различные формы полимерного состояния, которое считается ответственным за существование ударного охлаждения ("shockcooling") азота в отражённой ударной волне, экспериментально зафиксированного в [28–30] и подтверждённого недавно в [111]. Однако природа данного перехода является не до конца изученной. На уровне первопринципного моделирования эффект ударного охлаждения впервые качественно удалось объяснить в [112]. Изучение превращения молекулярного азота при высоких давлениях и температурах по-прежнему вызывает повышенный интерес учёных (см., например, [113–116]).

Результаты по ударной сжимаемости сжиженных благородных газов убедительно показывают значительное термическое возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости в аргоне при давлении $P \approx 40$ ГПа, криптона и ксенона при давлениях $P \approx (25–30)$ ГПа, что можно трактовать как электронный фазовый переход, приводящий к возрастанию сжимаемости и снижению темпа роста температуры. Данные по сжимаемости жидкого аргона в отражённой ударной волне указывают на необходимость их учёта при калибровке создаваемых УРС. Это касается также разработки моделей УРС и других веществ. Проведённые исследования показали высокую эффективность высокоскоростной пирометрии для одновременного измерения в экспериментах скорости ударных волн, скорости звука, температуры и коэффициентов поглощения и отражения света в ударно-сжатых сжиженных газах. Измерения спектральных температур многоканальным высокоскоростным пирометром позволили использовать в настоя-

щей работе общемировую практику нахождения температуры нелинейным методом наименьших квадратов для двух параметров T и $\mathcal{E}$ и проведением итераций для получения точных оценок температуры и излучательной способности. Совместный анализ $D-U$ и $T-P$ зависимостей показывает, что значения давлений, при которых наблюдаются изломы адиабат, хорошо согласуются друг с другом, а закон соответственных состояний для благородных газов соблюдается, по крайней мере, до давлений $P \approx 25$ ГПа. Полученные данные свидетельствуют об актуальности экспериментального изучения температур ударного сжатия в широкой области давлений для тестирования моделей УРС.

Измерена отражательная способность фронта ударных волн до $R \approx 13–20\%$ в криптона и ксенона при давлениях ударного сжатия $P \sim 100$ ГПа. Измерения поглощения и отражения света, представленные в работе, имеют вполне самостоятельное значение для развития фундаментальной науки, а совокупность обеих величин позволяет оценить излучательную способность фронта ударных волн. Это важно при определении их истинной температуры, которая является более чувствительным параметром для проверки различных теоретических моделей, чем только ударное давление. Исследования отражения и поглощения света имеют важное значение и для оценки структуры (гладкости) фронта ударной волны.

Развитие методик исследований электропроводности даёт возможность экспериментального измерения зависимости ширины энергетического зазора от плотности, что в комплексе с измерением сжимаемости и температуры необходимо для создания замкнутого уравнения состояния исследуемых веществ в мегабарной области давлений. Полученные экспериментальные данные демонстрируют резкий рост электропроводности неидеальной плазмы инертных газов на 3–5 порядков величины в узкой области плотностей, вызванный "ионизацией давлением", что качественно противоречит моделям слабо-неидеальной плазмы. Речь идёт о "холодном" сжатии плазмы ($k_B T \ll I$) в области плотностей и давлений, превосходящих твердотельные. В опытах ВНИИЭФ зарегистрирована экспоненциальная зависимость электропроводности благородных газов от температуры ударного сжатия, что позволило определить ширину их энергетических зазоров в исследованной области. Эти данные дают возможность адекватного выбора термодинамических моделей снижения потенциала ионизации.

Продолжением исследований свойств благородных газов и азота во ВНИИЭФ стало изучение квазиизэнтропической сжимаемости жидких аргона и ксенона в устройствах цилиндрической геометрии. В серии экспериментов в 1990-х гг. жидкий аргон был сжат до плотности ~ 10 г см⁻³ давлением ~ 1000 ГПа, а жидкий ксенон — до ~ 20 г см⁻³ давлением ~ 720 ГПа [42, 43]. Эти исследования продолжаются во ВНИИЭФ и в настоящее время. С помощью современной рентгенографической техники в новых экспериментах измерена квазиизэнтропическая сжимаемость криптона до плотности ~ 18 г см⁻³ в диапазоне давлений до 2,7 ТПа [46]. Для достижения терапаскальных давлений использовали газообразный криптон в сферической камере, сжимаемый мощным конденсированным ВВ. Такая техника успешно применяется во ВНИИЭФ с участием авторов при исследовании сжимаемости гелия и дейтерия в области давлений до 20 ТПа (см., например, [117]). Мы намерены

продолжить исследование свойств инертных газов с помощью новой техники генерации неидеальной плазмы в терапаскальном диапазоне давлений и регистрации полученных состояний.

Представленные выше исследования были начаты во ВНИИЭФ в середине 1980-х гг. по инициативе и под руководством члена-корреспондента АН СССР, доктора физико-математических наук, профессора С.Б. Кормера. Становление и развитие экспериментальных методик при участии кандидата физико-математических наук Ф.В. Григорьева позволило получить широкий спектр экспериментальных данных. Теоретическая интерпретация полученных данных на начальном этапе исследований выполнена доктором физико-математических наук, профессором В.Д. Урлиным и его коллегой О.Л. Михайловой. Начиная с 2000-х годов теоретическую поддержку при описании поведения инертных газов в мегабарной области давлений оказали сотрудники Института проблем химической физики РАН (Черноголовка, Московская обл., Россия): В.К. Грязнов, В.Б. Минцев, И.Л. Иосилевский. С этого же времени экспериментальные исследования поддержаны РФФИ и Президиумом РАН в рамках комплексной программы научных исследований "Физика и химия экстремальных состояний вещества", возглавляемой в те годы академиком РАН В.Е. Фортовым.

В проведении экспериментов и обработке полученных данных принимало участие большое количество сотрудников ВНИИЭФ: В.Л. Смирнов, В.Д. Глухотедов, А.Б. Камсков, О.Н. Кузнецов, Ю.А. Григорьева, А.Е. Ковалев, С.И. Киршанов, Т.С. Лебедева, А.Б. Межевов, М.Г. Новиков, А.Н. Шуйкин, В.Н. Бузин.

Полезные замечания по тексту статьи сделаны доктором физико-математических наук В.К. Грязновым.

Всем названным выше авторы выражают свою благодарность и признательность.

Список литературы

- Фортов В Е, Якубов И Т *Неидеальная плазма* (М.: Энергоатомиздат, 1994)
- Фортов В Е *УФН* **177** 347 (2007); Fortov V E *Phys. Usp.* **50** 333 (2007)
- Алексеев В А, Фортов В Е, Якубов И Т *УФН* **139** 193 (1983); Alekseev V A, Fortov V E, Yakubov I T *Sov. Phys. Usp.* **26** 99 (1983)
- Фортов В Е *Физика высоких плотностей энергии* (М.: Физматлит, 2013)
- Fortov V E *Extreme States of Matter on Earth and in the Cosmos* (Berlin: Springer-Verlag, 2011)
- Fortov V E, Yakubov I T *The Physics of Non-Ideal Plasma* (Singapore: World Scientific, 2000)
- Fortov V *Thermodynamics and Equations of State for Matter: From Ideal Gas to Quark-Gluon Plasma* (New York: World Scientific, 2016)
- Fortov V E et al. *Contrib. Plasma Phys.* **41** 215 (2001)
- Фортов В Е и др. *ЖЭТФ* **124** 288 (2003); Fortov V E et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **97** 259 (2003)
- Киилер Р Н *УФН* **165** 595 (1995); Keeler R N *Phys. Usp.* **38** 559 (1995)
- Беспалов В Е, Грязнов В К, Фортов В Е *ЖЭТФ* **76** 140 (1979); Bepalov V E, Gryaznov V K, Fortov V E *Sov. Phys. JETP* **49** 71 (1979)
- Грязнов В К и др. *ЖЭТФ* **78** 573 (1980); Gryaznov V K et al. *Sov. Phys. JETP* **51** 288 (1980)
- Dattelbaum D M et al. *AIP Conf. Proc.* **1793** 090004 (2017)
- Chen Q F et al. *J. Chem. Phys.* **140** 074202 (2014)
- Keeler R N, Van Thiel M, Alder B J *Physica* **31** 1437 (1965)
- Van Thiel M, Alder B J *J. Chem. Phys.* **44** 1056 (1966)
- Nellis W J, Mitchell A C *J. Chem. Phys.* **73** 6137 (1980)
- Ross M, Nellis W, Mitchell A *Chem. Phys. Lett.* **68** 532 (1979)
- Ross M *Phys. Rev. A* **8** 1466 (1973)
- Ross M *J. Chem. Phys.* **73** 4445 (1980)
- Ross M et al. *J. Chem. Phys.* **85** 1028 (1986)
- Seitz W, Wackerle W *Bull. Am. Phys. Soc.* **17** 1093 (1972)
- Dick R D, Warnes R H, Skalyo J (Jr.) *J. Chem. Phys.* **53** 1648 (1970)
- Nellis W J, van Thiel M, Mitchell A C *Phys. Rev. Lett.* **48** 816 (1982)
- Зубарев В Н, Телегин Г С *ДАН СССР* **142** 309 (1962); Zubarev V N, Telegin G S *Sov. Phys. Dokl.* **7** 34 (1962)
- Воскобойников И М, Гоголя М Ф, Долгобородов Ю А *ДАН СССР* **246** 579 (1979); Voskoboinikov I M, Gogulya M F, Dolgoborodov Yu A *Sov. Phys. Dokl.* **24** 375 (1979)
- Dick R D *J. Chem. Phys.* **52** 6021 (1970)
- Radousky H B et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 2419 (1986)
- Radousky H B, Ross M *High Pressure Res.* **1** 39 (1988)
- Nellis W J et al. *J. Chem. Phys.* **94** 2244 (1991)
- Hamilton D C et al. *J. Chem. Phys.* **88** 5042 (1988)
- Nellis W J et al. *J. Chem. Phys.* **95** 5268 (1991)
- Root S et al. *Phys. Rev. B* **106** 174114 (2022)
- Root S et al. *Rev. Lett.* **105** 085501 (2010)
- Root S et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Shock Waves in Condensed Matter, Novgorod, 2010*
- Mattsson T R et al. *Phys. Rev. B* **90** 184105 (2014)
- Kim Y-J et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 015701 (2022)
- Якуб Е С *Физика низких температур* **19** 531 (1993); Yakub E S *Sov. Phys. Phys.* **19** 377 (1993)
- Boates B, Bonev S A *Phys. Rev. Lett.* **102** 015701 (2009)
- Григорьев Ф В и др. *ЖЭТФ* **88** 1271 (1985); Grigor'ev F V et al. *Sov. Phys. JETP* **61** 751 (1985)
- Gryaznov V K et al., in *Joint 20th AIRAPT – 43rd EHPRG Intern. Conf. on High Pressure Science and Technology, Karlsruhe, Germany, June 27–July 1, 2005, Abstracts*, p. 55
- Урлин В Д, Мочалов М А, Михайлова О Л *Математическое моделирование* **3** (7) 42 (1991)
- Umlin V D, Mochalov M A, Mikhailova O L *High Pressure Res.* **8** 595 (1992)
- Zhernokletov M V et al., in *Shock Compression of Condensed Matter – 2003, Proc. of the Conf. of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter (AIP Conf. Proc., Vol. 706, Eds M D D Furnish, M D Gupta, J W Forbes)* (New York: AIP, 2004) p. 129
- Mochalov M A et al., in *Shock Compression of Condensed Matter – 1999 (AIP Conf. Proc., Vol. 505, Eds M D D Furnish, C Chhabildas, R S Hixson)* (New York: AIP, 2000) p. 983
- Мочалов М А и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 854 (2024); Mochalov M A et al. *JETP Lett.* **119** 885 (2024)
- Мочалов М А и др. *ЖЭТФ* **137** 77 (2010); Mochalov M A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **110** 67 (2010)
- Трунин Р Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **88** 220 (2008); Trunin R F et al. *JETP Lett.* **88** 189 (2008)
- Жерноклетов М В и др. *ЖЭТФ* **163** 274 (2023); Zhernokletov M V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **136** 241 (2023)
- Гатиллов Л А и др. *Прикладная механика и техническая физика* (1) 99 (1985); Gatilov L A et al. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **26** (1) 88 (1985)
- Mochalov M A et al., in *American Physical Society, Conf. on Shock Compression of Condensed Matter June 28–July 2, 1999, Snowbird, Utah, Abstracts*, S1.05
- Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **42** 686 (1962); Kormer S B et al. *Sov. Phys. JETP* **15** 477 (1962)
- Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **48** 1033 (1965); Kormer S B et al. *Sov. Phys. JETP* **21** 689 (1965)
- Урлин В Д *ЖЭТФ* **49** 485 (1965); Umlin V D *Sov. Phys. JETP* **22** 341 (1966)
- Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортов В Е, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Под общ. ред. В Е Фортова) Т. III-1 Приложения (Под ред. А Н Старостина, И Л Иосилевского) (М.: Физматлит, 2004)
- "SESAME: The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database", Report LA-UR-92-3407 (Eds S P Lyon, J D Johnson, Group T-1) (Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 1995)
- Трунин Р Ф (Ред.) *Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах* (Арзамас-16: ВНИИ экспериментальной физики, 1992)
- Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996); Al'tshuler L V et al. *Phys. Usp.* **39** 539 (1996)
- Zhernokletov M V et al., in *Shock Compression of Condensed Matter – 2001. Proc. of the Conf. of the American Physical Society, Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter, Atlanta, Georgia, 24–29 June 2001 (AIP Conf. Proc., Vol. 620, Eds M D D Furnish, Y Horie, N N Thadhani)* (New York: AIP, 2002) pp. 763–766
- Гаврилов Н Ф и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики* (3) 11 (1982)
- Вассерман А А, Рабинович В А *Теплофизические свойства жидкого воздуха и его компонент* (М.: Изд-во стандартов,

- 1968); Пер. на англ. яз.: Vasserman A A, Rabinovich V A *Thermophysical Properties of Liquid Air and Its Components* (Jerusalem: Israel Program for Scientific Translation, 1970)
62. Рабинович В А и др. *Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона* (М.: Изд-во стандартов, 1976); Пер. на англ. яз.: Rabinovich V A et al. *Thermophysical Properties of Neon, Argon, Krypton, and Xenon* (Berlin: Springer-Verlag, 1988)
63. Гордеев Д Г и др. *Физика горения и взрыва* **44** (2) 61 (2008); Gordeev D G et al. *Combustion Explosion Shock Waves* **44** 177 (2008)
64. Трунин Р Ф и др. *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ* (Под ред. Р Ф Трунина) (Саров: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2001)
65. Knudson M D, Asay J R, Deeney C J. *Appl. Phys.* **97** 073514 (2005)
66. Nellis W J, Mitchell A C, Young D A J. *Appl. Phys.* **93** 304 (2003)
67. Глушак Б Л, Гударенко Л Ф, Стяжкин Ю М *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов* (2) 57 (1991)
68. Jephcoat A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2670 (1987)
69. Zisman A N, Aleksandrov I V, Stishov S M *Phys. Rev. B* **32** 484 (1985)
70. Reichlin R et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 669 (1989)
71. Syassen K. *Phys. Rev. B* **25** 6548 (1982)
72. Asaumi K. *Phys. Rev. B* **29** 7026 (1984)
73. Goettel K A et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 665 (1989)
74. Бликов А О и др., Патент RU 2545289 C1; *Бюлл. изобрет.* (9) (2015)
75. Гришечкин С К и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 452 (2004); Grischechkin S K et al. *JETP Lett.* **80** 398 (2004)
76. Мочалов М А и др. *ЖЭТФ* **152** 1113 (2017); Mochalov M A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **125** 948 (2017)
77. Calef D F, Ree F H. *Phys. Rev. B* **36** 4935 (1987)
78. Альтшулер Л В *УФН* **85** 199 (1965); Al'tshuler L V *Sov. Phys. Usp.* **8** 52 (1965)
79. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966, 1967)
80. Кормер С Б и др. *ЖЭТФ* **49** 135 (1965); Kormer S B et al. *Sov. Phys. JETP* **22** 97 (1966)
81. Nadykto B A, in *Shock Compression of Condensed Matter — 2011. Proc. of the Conf. of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago, Illinois, USA, 2011* (AIP Conf. Proc., Vol. 1426, Eds M L Elert et al.) (Melville, NY: AIP, 2012)
82. McQueen R G et al., in *High-Velocity Impact Phenomena* (Ed. R Kinslow) (New York: Academic Press, 1970) p. 293, <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-408950-1.50012-4>; Пер. на русск. яз.: Мак-Куин Р и др., в сб. *Высокоскоростные ударные явления* (М.: Мир, 1973)
83. Модель И Ш *ЖЭТФ* **32** 714 (1957); Model' I Sh *Sov. Phys. JETP* **5** 589 (1957)
84. Roth J J. *Appl. Phys.* **35** 1429 (1964)
85. Цикулин М А, Попов Е Г *Излучательные свойства ударных волн в газах* (М.: Наука, 1977)
86. Кормер С Б *УФН* **94** 641 (1968); Kormer S B *Sov. Phys. Usp.* **11** 229 (1968)
87. Кормер С Б, Синицын М В, Курапин А И *ЖЭТФ* **55** 1626 (1968); Kormer S B, Sinitsin M V, Kuryapin A I *Sov. Phys. JETP* **28** 852 (1969)
88. Зельдович Я Б, Кормер С Б, Урлин В Д *ЖЭТФ* **55** 1631 (1968); Zeldovich Ya B, Kormer S B, Urlin V D *Sov. Phys. JETP* **28** 855 (1969)
89. Кириллов Г А, Кормер С Б, Синицын М В *Письма в ЖЭТФ* **7** 368 (1968); Kirillov G A, Kormer S B, Sinitsin M V *JETP Lett.* **7** 290 (1968)
90. Radousky H B, Mitchell A C *Rev. Sci. Instrum.* **60** 3707 (1989)
91. Radousky H B, Ross M *Phys. Lett. A* **129** 43 (1988)
92. Войтенко А Е, Кузнецов Ф О, Модель И Ш *Приборы и техника эксперимента* (6) 121 (1962); Voitenko A E, Kuznetsov F O, Model I Sh *Instrum. Exp. Tech.* (6) 1184 (1962)
93. Медведев А Б *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика* (1) 12 (1992)
94. Гатиллов Л А, Кулешова Л В *Прикладная механика и техническая физика* (1) 136 (1981); Gatilov L A, Kuleshova L V *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **22** 114 (1981)
95. Huang S S-S, Freeman G R *Can. J. Chem.* **55** 1838 (1977)
96. Asaf U, Steinberger I T *Phys. Rev. B* **10** 4464 (1974)
97. Зельдович Я Б, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **14** 32 (1944)
98. Фортов В Е (Гл. ред.) *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 2000)
99. Mott N F, Davis E A *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1971)
100. Грязнов В К и др. *Теплофизические свойства рабочих сред газифазного ядерного реактора* (Под ред. В М Иевлева) (М.: Атомиздат, 1980)
101. Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортов В Е, в кн. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества* (Под ред. В Е Фортова, Л В Альтшулера, Р Ф Трунина, А И Фунтикова) (М.: Наука, 2000) с. 342
102. Иосилевский И Л, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы Вводный том 1* (Под ред. В Е Фортова) (М.: Наука, 2000)
103. Иванов Ю В и др. *ЖЭТФ* **71** 216 (1976); Ivanov Yu V et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 112 (1976)
104. Минцев В Б, Фортов В Е *Письма в ЖЭТФ* **30** 401 (1979); Mintsev V B, Fortov V E *JETP Lett.* **30** 375 (1979)
105. Минцев В Б, Фортов В Е, Грязнов В К *ЖЭТФ* **79** 116 (1980); Mintsev V B, Fortov V E, Gryaznov V K *Sov. Phys. JETP* **52** 59 (1980)
106. Zeeger K. *Semiconductor Physics* (New York: Springer-Verlag, 1973); Пер. на русск. яз.: Зеегер К *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977)
107. Долотенко М И и др., в сб. *Труды седьмой международной конф. по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственными экспериментам, Саров, 5–10 августа 1996 г.* Т. 2 (Под ред. В К Чернышева, В Д Селемира, Л Н Пляшкевича) (Саров: ВНИИЭФ, 1997)
108. Veaser L I et al., in *Proc. VIII Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Tallahassee, 1998*
109. Eremets M I et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2797 (2000)
110. Mintsev V B et al., in *Shock Compression of Condensed Matter — 1999* (AIP Conf. Proc., Vol. 505, Eds S C Schmidt, D P Dandekar, J W Forbes) (Woodbury, NY: AIP, 2000) p. 987
111. Zhuo-Ning F et al. *Phys. Lett. A* **519** 129700 (2024)
112. Fedorov I D, Stegailov V V *J. Chem. Phys.* **161** 154503 (2024)
113. Jiang S et al. *Nat. Commun.* **9** 2624 (2018)
114. Driver K P, Militzer B *Phys. Rev. B* **93** 064101 (2016)
115. Bergermann A, Redmer R *Phys. Rev. B* **108** 085101 (2023)
116. Melicherová D, Martoňák R J. *Chem. Phys.* **158** 244503 (2023)
117. Мочалов М А и др. *Письма в ЖЭТФ* **118** 578 (2023); Mochalov M A et al. *JETP Lett.* **118** 568 (2023)

Properties of non-ideal plasma of noble gases and nitrogen shock compressed to 1 TPa

M.A. Mochalov^(*), R.I. Ilkaev. Russian Federal Nuclear Center—All-Russian Research Institute of Experimental Physics, prosp. Mira 37, 607190 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation
E-mail: ^(*)postmaster@ifv.vniief.ru

Results of experimental studies of compressibility, sound velocity, temperature, electrical conductivity, absorption, and reflection of light under shock compression of noble gases (argon, krypton, xenon) and liquid nitrogen are presented. Experiments were carried out at VNIIEF using condensed explosives in the pressure range up to $P \approx 1$ TPa. Experimental devices for producing and diagnosing states with high energy density are described. The data obtained were used to test and refine models of equations of state, when strong interparticle interaction affects the properties of substances, in the hard-to-calculate region of high-pressure non-ideal plasma. Newly obtained and existing information on the properties of non-ideal plasma of the materials studied is analyzed.

Keywords: non-ideal plasma, noble gases, nitrogen, Hugoniot adiabat, speed of sound, temperature, electrical conductivity, equation of state

PACS numbers: 43.25.Cb, 43.40.Jc, 52.25.Kn, 52.35.Tc, 64.30.Jk

Bibliography — 117 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (9) 939–961 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.02.039874>

Received 30 November 2024, revised 18 January 2025

Physics—Uspekhi **68** (9) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.02.039874>