

# ИЗМЕРЕНИЕ КВАЗИИЗЭНТРОПИЧЕСКОЙ СЖИМАЕМОСТИ ГЕЛИЯ И ДЕЙТЕРИЯ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 1500–2000 ГПа

*М. А. Мочалов<sup>a\*</sup>, Р. И. Илькаев<sup>a</sup>, В. Е. Фортвов<sup>b</sup>, А. Л. Михайлов<sup>a</sup>, Ю. М. Макаров<sup>a</sup>,  
В. А. Аринин<sup>a</sup>, А. О. Бликов<sup>a</sup>, А. Ю. Баурин<sup>a</sup>, В. А. Комраков<sup>a</sup>,  
В. А. Огородников<sup>a</sup>, А. В. Рыжков<sup>a</sup>, Е. А. Пронин<sup>a</sup>, А. А. Юхимчук<sup>a</sup>*

<sup>a</sup>РФЯЦ-ВНИИЭФ

607188, Саров, Нижегородская обл., Россия

<sup>b</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 октября 2011 г.

Приведены результаты измерения квазиизэнтропической сжимаемости плазмы гелия и дейтерия в области давлений 1500–2000 ГПа с использованием экспериментальных устройств сферической геометрии и рентгенографического комплекса, состоящего из трех бетатронов и многоканальной оптико-электронной системы регистрации рентгеновских изображений. В экспериментах измерены значения плотностей дейтерия 4.3 г/см<sup>3</sup> и гелия 3.8 г/см<sup>3</sup> соответственно при давлениях 2210 и 1580 ГПа. Внутренняя энергия дейтериевой плазмы при этом давлении составляет около 1 МДж/см<sup>3</sup>, что примерно в 100 раз превосходит удельную энергию химических конденсированных взрывчатых веществ. Анализ данных показывает, что степень ионизации гелия при достигнутых параметрах сжатия составляет примерно 0.9.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Современная физика высоких плотностей энергии охватывает области состояний с концентрацией энергии в веществе выше  $10^4$ – $10^5$  Дж/см<sup>3</sup>, что соответствует энергии связи конденсированных сред и уровню давлений в миллионы атмосфер. Ясно, что при таких параметрах вещество находится в плазменно-ионизированном состоянии вследствие термической ионизации и (или) ионизации давлением. Будучи экзотическими для земных условий, эти ультраэкстремальные состояния вполне характерны для большинства астрофизических объектов и определяют строение, эволюцию и светимость звезд, планет солнечной системы, а также открытых недавно экзопланет [1, 2]. В то же время, новые возможности в экспериментальной физике высоких плотностей энергии дают надежду на воспроизведение ультраэкстремальных состояний вещества, столь типичных для Вселенной, в лабораторных условиях.

Спектр экспериментальных устройств для ге-

нерации высоких плотностей энергии многообразен. Он включает алмазные наковальни, пороховые и легкогазовые ускорители — «пушки», взрывные генераторы мощных ударных волн (УВ), электровзрывные устройства, магнитокумулятивные генераторы, лазеры, сильноточные генераторы мощных импульсов электрического тока, ускорители заряженных частиц и возможные комбинации этих устройств [3–26]. Для снижения эффектов необратимого нагрева исследуемых материалов широкое распространение получили устройства, трансформирующие ударное сжатие в квазиизэнтропическое, когда сжатие осуществляется последовательностью падающих и отраженных УВ, позволяя получить более высокие степени сжатия (в 10–50 раз) и менее высокие температуры по сравнению с однократным ударно-волновым сжатием. Наибольшее распространение во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ) нашли экспериментальные устройства цилиндрической и сферической геометрии, с помощью которых было реализовано квазиизэнтропическое сжатие водорода, дейтерия и инертных газов [12, 13, 22–26].

\*E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru

Метод квазиизэнтропического сжатия в устройствах цилиндрической и сферической геометрии был развит с использованием конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) в работах [12, 13]. Сжатие в таких устройствах осуществляется серией УВ, циркулирующих в объеме газа, и под действием сходящейся к центру стальной оболочки, разгоняемой продуктами взрыва мощного ВВ. При этом способе нагружения достигаются состояния сжатого газа на изэнтропах, положение которых зависит от массы ВВ и геометрии экспериментального устройства, т. е. параметров, которые можно менять в широком диапазоне.

Для регистрации положения оболочек, сжимающих исследуемое вещество, в устройствах с наличием больших масс металла и мощных ВВ во ВНИИЭФ широко используются конструкции безжелезных импульсных бетатронов [27, 28].

Современная уникальная экспериментальная база применена недавно в эксперименте по измерению квазиизэнтропического сжатия газообразного дейтерия до плотности  $4 \text{ г/см}^3$  при давлении  $P \approx 1800 \text{ ГПа}$  [25].

В настоящей работе с использованием трехлучевого рентгеновского диагностического комплекса получены новые результаты по квазиизэнтропической сжимаемости дейтерия и гелия в устройствах сферической геометрии в области давлений 1500–2000 ГПа.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Теневое изображение границ оболочек, сжимающих исследуемый газ, получено с одновременным использованием тормозного излучения трех мощных бетатронов 1 с граничной энергией электронов примерно 60 МэВ [28], расположенных под углами  $45^\circ$  друг к другу в защитном сооружении 2. Особенностью рентгенографического комплекса является возможность каждого излучателя работать в трехимпульсном режиме, что позволяет за один эксперимент регистрировать до девяти фаз движения оболочки и таким образом проследить за динамикой процесса сжатия газа. Это облегчает проблемы воспроизводимости опытов, чего невозможно добиться при использовании однокадровой системы регистрации [12, 13].

При исследовании движения оболочки для каждого бетатрона используется индивидуальная опти-

ко-электронная система детектирования, имеющая квантовую эффективность около 40 % и динамический диапазон регистрации порядка  $10^3$ . В качестве гамма-конверторов в данной системе используются монокристаллы NaI(Tl) диаметром 150 мм (максимальная длина волны  $\lambda_{max} = 410 \text{ нм}$ , время высвечивания 250 нс) и силикат лютеция LSO диаметром 80 мм ( $\lambda_{max} = 420 \text{ нм}$ , время высвечивания 50 нс).

Для устранения влияния рассеянного излучения на высокочувствительные регистраторы 3 размер поля регистрации в каждой из трех проекций ограничивается свинцовыми коллиматорами 4 и 5. Для защиты бетатронов 1 и оптико-электронных регистраторов 3 рентгеновского излучения применены алюминиевые конусы 6.

Для достижения более высоких давлений в исследуемых газах в настоящей работе использовалось двухкаскадное сферическое экспериментальное устройство. Сжатие газа во внутренней полости такой конструкции происходит через слой исследуемого газа, и эта полость защищена от прямого воздействия ВВ на материал оболочки, что исключает выброс частиц металла в газовую полость, где измеряется средняя плотность. Ранее аналогичный принцип сжатия газа был использован в экспериментах с двухкаскадной цилиндрической конструкцией [14, 26]. Задача о движении оболочек под действием продуктов взрыва ВВ в двухкаскадном сферическом устройстве рассмотрена в [29].

В данной работе этот принцип реализован в опытах по сжатию дейтерия и гелия в диапазоне давлений 1500–2000 ГПа. Обе оболочки сферического устройства толщиной 4 мм выполнены из стали ЭИ712. Внешняя оболочка с наружным диаметром 150 мм окружена прокладкой из плексигласа толщиной 26.5 мм. Внутренняя сфера имеет наружный диаметр 116 мм. Для заполнения газом внутренней сферы в ее корпусе просверлены два отверстия диаметром 1 мм. Компоновка экспериментальных устройств позволяет откачать полости сферических камер от примесей воздуха в лабораторных условиях.

Для заполнения экспериментальных камер дейтерием использована система напуска, основой которой является термодесорбционный источник [30]. Чистота газообразного дейтерия в эксперименте, измеренная с помощью хроматографической установки «Цвет-800», составила 98.9 % (остальное — протий). Для экспериментов с гелием использован термокомпрессор, позволяющий заполнять газом чистой 99.99 % объема около 2 л до давлений 500 атм.

Для взрывного обжатия (нагружения) газа в

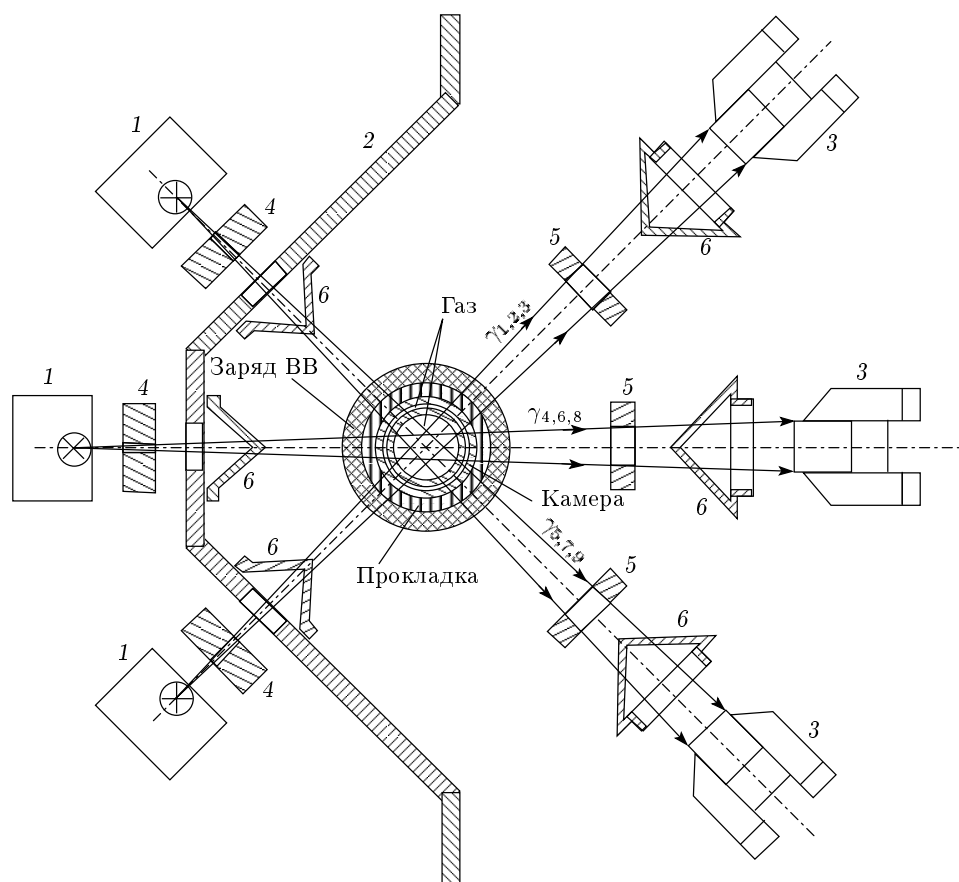


Рис. 1. Схема эксперимента на рентгенографическом комплексе ВНИИЭФ

каждом эксперименте использован блок ВВ массой 55 кг в тротиловом эквиваленте. Сжатие газа в данной конструкции осуществлялось серией УВ, сферически сходящихся и отраженных от центра устройства и циркулирующих в объеме газа, а также под действием стальных оболочек, сходящихся к центру. Этот процесс близок к изэнтропическому, так как после прохождения первой УВ дальнейшее сжатие газа происходит практически без заметного набора энтропии.

Предварительно проведен анализ схемы эксперимента по условиям и качеству регистрации газовой полости, для чего выполнено макетирование устройства. Макет моделировал ожидаемый лучевой контраст на границе раздела газ–оболочка и «оптическую» толщину экспериментального устройства на момент максимального сжатия. В качестве модели сжатой стальной оболочки использовался тестовый макет из сплава вольфрам–никель–железо со сферической полостью диаметром 20 мм, заполненной материалами с различными поглощающими

характеристиками (алюминий, сталь, титан и др.), имитирующими сжатый газ. Один из рентгеновских снимков с заполнителем из титана, т.е. из материала с плотностью, близкой к ожидаемой плотности сжатых газов ( $\rho \approx 4 \text{ г/см}^3$ ), полученный на рентгенографическом комплексе с применением оптико-электронной системы регистрации, приведен на рис. 2. Там же показан снимок ортогональной сетки с размером ячейки  $5 \times 5 \text{ мм}$  (для определения масштаба и коррекции дисторсионных искажений). Изображение полости получено на одной паре бетатрон–регистратор с коэффициентом рентгенографического увеличения  $k = 1.390$ . В результате обработки полученного рентгеновского изображения макета по методике работы [31] определен размер вставки из титана  $(10.01 \pm 0.04 \text{ мм})$ , который хорошо согласуется с ее конструктивным размером  $10.00 \pm 0.01 \text{ мм}$ . Данный пример показывает имеющиеся возможности современной техники обработки рентгеновских изображений и указывает на отсутствие искажений действительного размера оболочки.

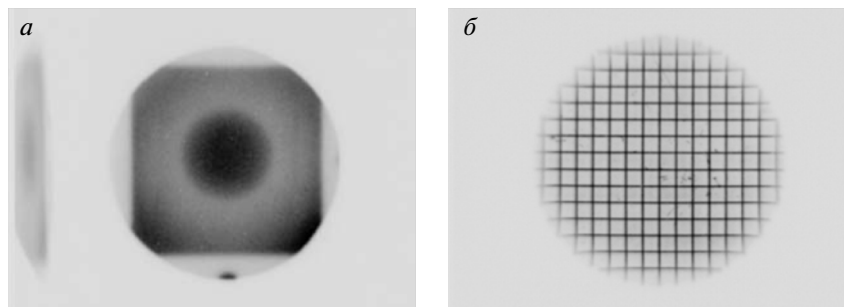


Рис. 2. Рентгеновский снимок тестового макета из сплава вольфрам–никель–железо со сферической полостью, заполненной титаном (а) и снимок ортогональной сетки, определяющей масштаб и дисторсионные искажения системы формирования изображений (б)

### 3. ТЕСТИРОВАНИЕ РАСЧЕТНЫХ СХЕМ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ СЖАТЫХ ГАЗОВ

Использование многоканальной оптико-электронной системы регистрации изображений на рентгенографическом комплексе ограничено размером рабочего поля  $\gamma$ -конверторов до 150 мм или по объекту — до 100 мм. Кроме того, наличие свинцовых коллиматоров накладывает жесткие ограничения на размер регистрируемого объекта. Поэтому для максимального использования в эксперименте всех возможностей рентгеновской установки (регистрации всех девяти фаз исследуемого процесса) требуется проведение тщательного газодинамического исследования траекторий движения УВ и оболочек в экспериментальном устройстве. Результаты такого исследования впоследствии используются для тестирования газодинамических программ расчетного моделирования.

Для получения информации о движении детонационной волны и УВ по элементам конструкции проведен эксперимент по схеме, приведенной на рис. 3. В опыте использована половина сферического заряда ВВ (1) и три образца из оргстекла (2), размещенные в полусферической полиэтиленовой прокладке (3) между ВВ и сферической камерой. С помощью электроконтактных датчиков, расположенных на внешней и внутренних поверхностях полиэтиленовой прокладки и образцов из оргстекла, регистрировалось время прихода детонационной волны и УВ на выделенные границы экспериментального устройства. Таким образом, одновременно тестировалось движение УВ в двух материалах, из которых могут быть выполнены прокладки. Электроконтакты располагались на меридианах под углом  $\varphi$  от 0 до  $270^\circ$  в диапазоне углов  $\theta$  от  $30^\circ$  до  $80^\circ$ , отсчитываемых от «экватора» полусферического за-

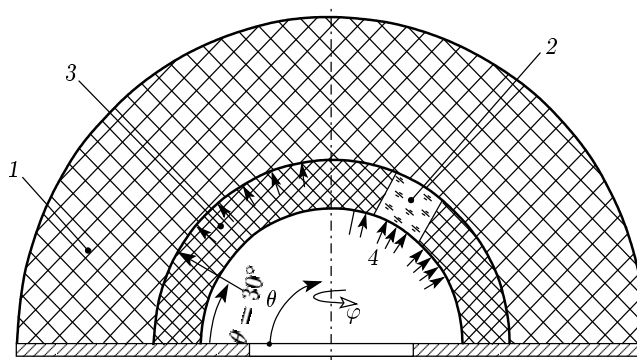


Рис. 3. Экспериментальное полусферическое устройство для регистрации движения УВ по элементам конструкции: 1 — ВВ; 2 — образец из оргстекла; 3 — полиэтиленовая полусфера; 4 — электроконтакты

ряда ВВ. В ходе эксперимента измерены интервалы  $\Delta t_1 = 3.17 \pm 0.11$  мкс и  $\Delta t_2 = 3.43 \pm 0.14$  мкс — времена прохождения УВ соответственно по полиэтиленовой прокладке и образцам из оргстекла. Полученные данные были использованы для тестирования начального участка  $R(t)$ -диаграммы движения УВ в экспериментальном устройстве.

Средняя плотность сжатого газа измерена по внутренней границе оболочки второго каскада в момент ее «остановки» при торможении возрастающим давлением газа. В предположении сохранения массы сжатого вещества его плотность для сферического устройства вычислялась из выражения

$$\rho = \rho_0 (R_0/R_{min})^3, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность вещества,  $R_0$  и  $R_{min}$  — внутренние радиусы оболочки соответственно в исходном состоянии и в момент ее остановки, измеренные по рентгенограмме. Для конкретного экс-

перимента это значение является предельно достижимым. При этом ошибка измерения плотности в основном определяется ошибкой измерения размера полости оболочки и, следовательно, существенно зависит от качества исходного рентгеновского снимка и способа его обработки.

Ввиду трудностей прямого измерения давления в наших опытах, давление в сжатых газах определяли из газодинамических расчетов с учетом использования реальных термодинамических и прочностных свойств всех элементов экспериментальных устройств. Расчеты выполнены по одномерной газодинамической программе [32], предназначенной для численного решения одномерных нестационарных газодинамических задач различной геометрии с учетом теплопроводности и упруго-пластических свойств среды, из которых получены  $R(t)$ -диаграммы движения границ сферического устройства и распределения давления, плотности, температуры и массы в плазме по радиусу полости на момент максимального сжатия. Продукты взрыва ВВ на основе гексогена описаны уравнением состояния из работы [33]. Для обеих оболочек из стали использовали уравнение состояния железа из работы [34]. Это однофазное уравнение состояния хорошо описывает ударную адиабату, но сглаживает фазовый переход  $\alpha-\epsilon$  первого рода при  $P \approx 13$  ГПа<sup>1</sup>. Упругопластические свойства стали для внешнего каскада не учитывались (использовалось гидродинамическое приближение). Для внутренней оболочки влияние упругопластических свойств учитывалось по модели динамического деформирования [35] со специально подобранными для стали коэффициентами. Разрушение стали для обеих оболочек описывалось моделью хрупкого откола (spall) с параметром  $\sigma_{sp} = -4$  ГПа. В газодинамических расчетах использовалось уравнение состояния плексигласа в форме Ми-Грюнайтзена с параметрами  $\rho_0 = 1.18$  г/см<sup>3</sup>,  $c_0 = 2.83$  км/с,  $n = 4.25$ ,  $h = 5.1$ , подобранными по  $D(U)$ -данным из работы [36], которое удовлетворительно описывает еще и ударную адиабату для пористых образцов с  $\rho_0 = 0.11$  г/см<sup>3</sup>.

Для дейтерия использовалось уравнение состояния из [37], калиброванное по экспериментальным данным из работ [12, 13].

Для гелия уравнение состояния в табличной форме рассчитано по модифицированной модели сжимаемого коволюма [37, 38] с использованием ре-

<sup>1</sup> Расчет с учетом фазового перехода в железе по программе, предоставленной авторам Б. А. Надкото, не привел к существенному изменению результатов.

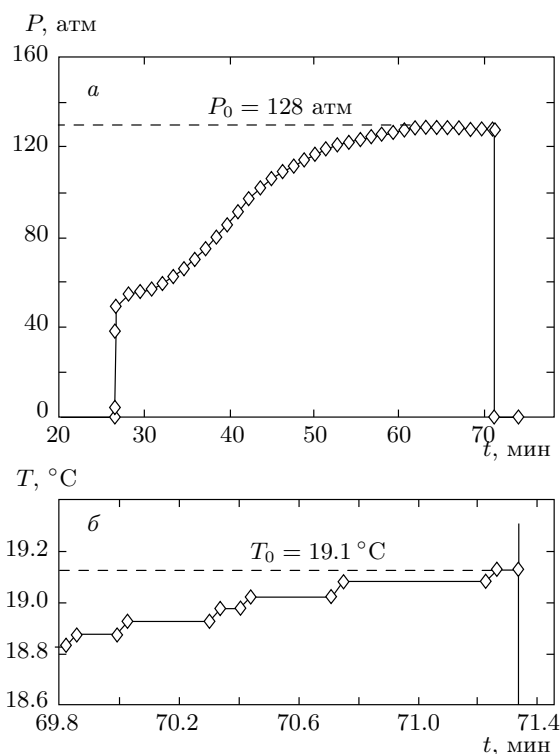


Рис. 4. Начальные параметры газообразного дейтерия в эксперименте перед взрывом:  $a$  — давление в камере;  $b$  — температура корпуса камеры

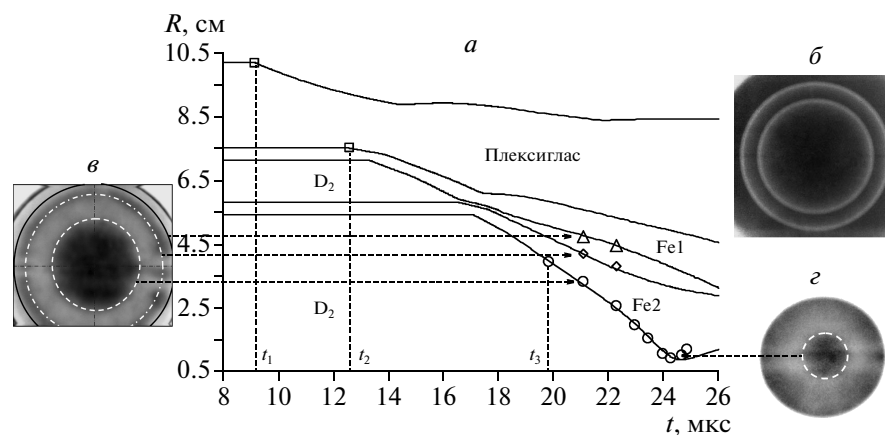
зультатов расчетов методом Монте-Карло термодинамических свойств жидкости с обратным степенным потенциалом взаимодействия между частицами,  $\varphi(r) = \epsilon(\sigma/r)^n$  [38].

Окончательный подбор параметров расчетной схемы экспериментальной конструкции проводился по результатам тестирования движения УВ по элементам конструкции и рентгенограмме сферической оболочки на начальной стадии ее движения (момент первого рентгенографирования), когда влиянием исследуемого газа можно пренебречь.

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

### 4.1. Дейтерий

Зависимости давления в камере и температуры корпуса от времени в процессе напуска дейтерия приведены на рис. 4. Видно, что начальное давление дейтерия в оболочке составило величину  $P_0 = 128$  атм при средней температуре  $T_0 \approx 19$  °С. При таких начальных условиях плотность газообразного дейтерия в исходном состоянии равна  $\rho_0 = 0.02$  г/см<sup>3</sup>.



**Рис. 5.** *a*)  $R(t)$ -диаграммы движения оболочек экспериментального устройства в опыте с дейтерием (времена отсчитываются от начала детонации заряда ВВ), полученные в результате электроконтактных измерений движения УВ при газодинамическом исследовании устройства ( $\square$ ) и рентгенографировании внутренней границы первого каскада Fe1 ( $\triangle$ ), а также внешней ( $\diamond$ ) и внутренней ( $\circ$ ) границ второго каскада Fe2. Приведены изображения устройства в исходном состоянии в масштабе 1 : 3 (*б*), в момент времени  $t = 21.08$  мкс (*в*) и в момент максимального сжатия  $t = 24.26$  мкс. Штрихами показаны границы оболочек, полученные в результате обработки рентгенограмм

В эксперименте рентгеновским методом зарегистрированы не только девять фаз движения внутренней границы оболочки второго каскада, но и две фазы движения внешней границы этой же оболочки, а также внутренней границы оболочки первого каскада. Сравнение экспериментальных  $R(t)$ -данных с результатами расчета приведено на рис. 5. Там же показаны рентгенограмма изображения оболочек в исходном состоянии и две динамические рентгенограммы. Хорошее согласие совокупности экспериментальных  $R(t)$ -данных с результатами газодинамического расчета повышает уверенность в адекватности определения давления сжатого дейтерия в проведенном эксперименте.

Профили рассчитанных распределений давления и плотности по радиусу оболочки в момент ее остановки для данного устройства приведены на рис. 6.

Сжимаемость газа следует определять в той фазе сжатия, когда его плотность в каждой точке полости одинакова. В реальном кратковременном динамическом процессе такого момента практически не существует. Однако в момент «остановки» оболочки, когда ее скорость меняет знак (см. рис. 5), распределение плотности газа по радиусу полости практически постоянно и лишь вблизи центра устройства плавно убывает, что хорошо видно на рис. 6. Анализ показывает, что отличие экспериментально измеренной по рентгенограмме плотности сжатого дейтерия  $\rho_{exp} = 4.25 \pm 0.90$  г/см<sup>3</sup> от рассчитанного среднего значения  $\rho_{mean} = 4.62$  г/см<sup>3</sup> в данном устройстве составляет примерно 9%.

Давление в газе в момент его максимального сжатия  $P_{mean} = 2210$  ГПа определялось усреднением расчетных значений  $P(R)$  по всем счетным точкам с весовой функцией — массой точек. Использование такого метода определения давления, учитывающего распределение основной массы сжатого газа в полости оболочки, представляется наиболее оправданным в данной работе.

#### 4.2. Гелий

Зависимости давления в камере и температуры корпуса от времени при напуске гелия в эксперименте приведены на рис. 7. Начальное давление гелия в оболочке составило величину  $P_0 = 167$  атм при температуре  $T_0 \approx 27^\circ\text{C}$ . При таких начальных условиях плотность газообразного гелия в исходном состоянии составляет  $\rho_0 = 0.025$  г/см<sup>3</sup>.

Сравнение рассчитанных  $R(t)$ -траекторий и экспериментальных данных для этого опыта показано на рис. 8. Видно, что эти данные хорошо согласуются, что и позволяет использовать результаты расчета для оценки давления сжатой плазмы дейтерия. Распределения давления, плотности и температуры по радиусу в сжатом гелии, полученные из газодинамического расчета, приведены на рис. 9. Средневзвешенное давление по всей массе сжатого гелия в этом эксперименте составляет величину  $P_{mean} = 1580$  ГПа. Явного участка с постоянным значением плотности сжатого гелия не наблюдается. Однако можно выделить область газо-

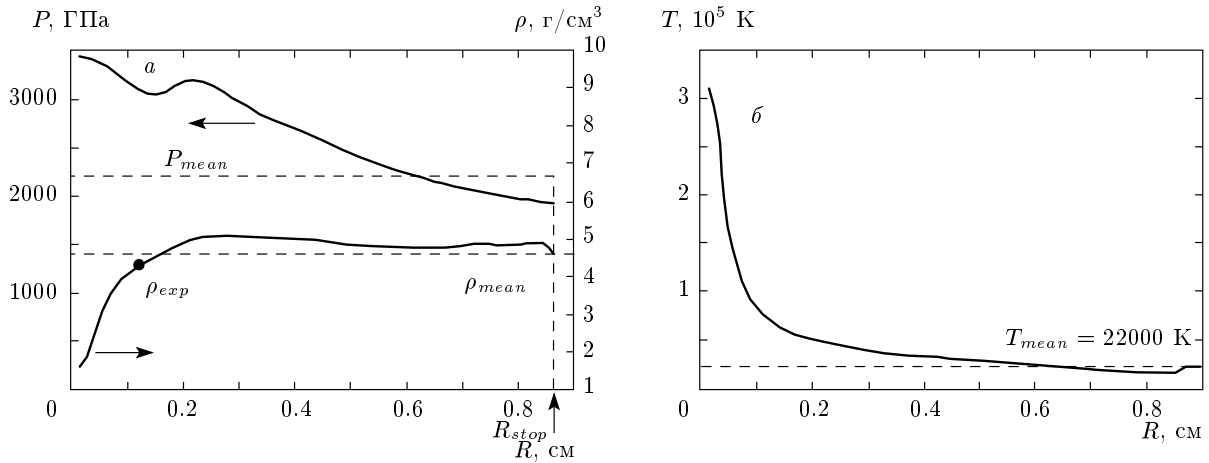


Рис. 6. Квазиизэнтропическая сжимаемость газообразного дейтерия. Распределения давления и плотности (а), температуры (б)

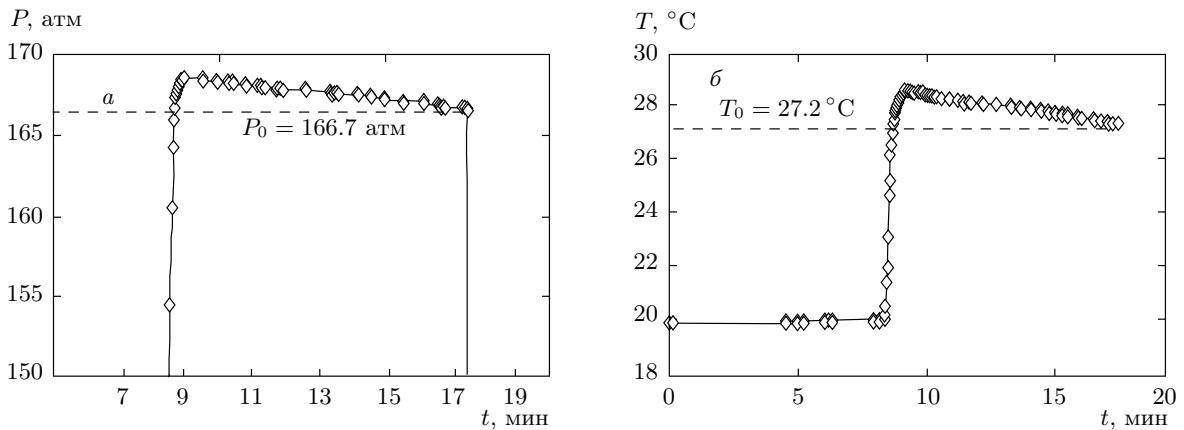


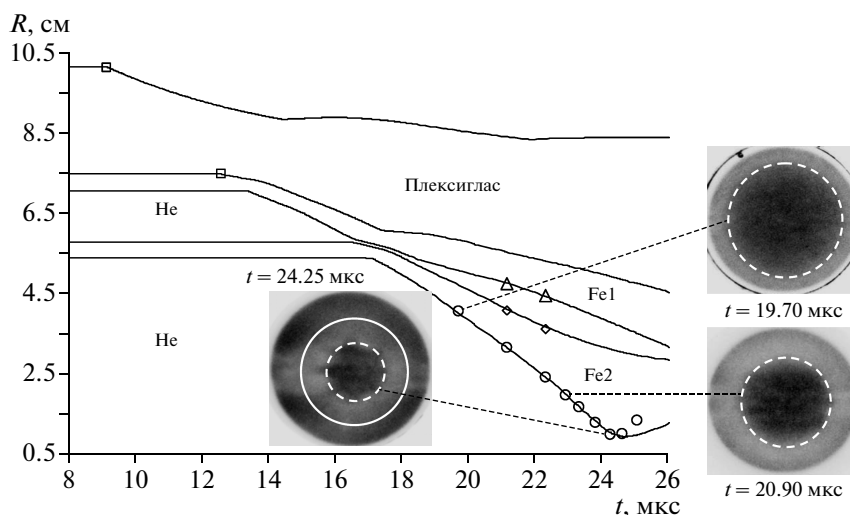
Рис. 7. Начальные параметры газообразного гелия в эксперименте перед взрывом: а — давление в камере; б — температура корпуса камеры

вой полости, где сосредоточено 99 % массы гелия. При этом экспериментально измеренная величина  $\rho_{exp} = 3.8 \pm 0.8 \text{ г/см}^3$  согласуется с рассчитанным значением  $\rho_{mean} = 3.4 \text{ г/см}^3$  в пределах 12 %.

Обработка полученных рентгенограмм и определение границ оболочек экспериментального устройства в моменты рентгенографирования выполнены по методике, описанной в работе [31]. Сводные результаты обработки приведены в табл. 1. Приведенные в табл. 2 значения  $R_{min}$  наиболее точно определяют эквивалентный радиус полости, особенно если полость отличается от сферической. Асимметричность оболочек (что имеет место в реальных экспериментах), как правило, связана с влиянием систем инициирования ВВ и качеством изготовления стальных полусфер (их разнотолщинностью и отклонени-

ем от сферичности). В силу специфики сферических экспериментов, приведенные в табл. 1 значения  $\delta R$  характеризуют скорее асимметрию объектов, нежели погрешность измерений. Строго говоря, судить о точности измерения размеров полости со сжатым газом в единичном эксперименте можно лишь в первом приближении. Точность будет возрастать с увеличением количества опытов вблизи момента максимального сжатия газа — момента «остановки». Отметим, что используемая в экспериментах аппаратура позволяет уточнять полученные данные путем рентгенографирования газовой полости внутренней оболочки устройства в момент «остановки» одновременно тремя бетатронами, составляющими диагностический комплекс.

На рис. 10 приведена совокупность имеющих-



**Рис. 8.**  $R(t)$ -диаграммы движения границ оболочек в эксперименте с газообразным гелием ( $P_0 = 167$  атм,  $T_0 = 27^\circ\text{C}$ ), полученные в результате электроконтактных измерений движения УВ при газодинамическом исследовании устройства ( $\square$ ) и рентгенографирования внутренней границы первого каскада Fe1 ( $\Delta$ ), а также внешней ( $\diamond$ ) и внутренней ( $\circ$ ) границ второго каскада Fe2. На рентгенограммах показаны результаты функциональной обработки рентгеновских изображений полости со сжатым гелием (белые штрихи) и радиуса волны сжатия (белые окружности) в стальной оболочке на момент максимального сжатия газа (времена отсчитываются от начала детонации заряда ВВ)

**Таблица 1.** Результаты трассировки газовой полости в экспериментах

D <sub>2</sub>	$t_X$ , мкс	19.84	21.08	22.28	22.96	23.43	23.97	24.26	24.66	24.86
	$R$ , мм	39.38	33.15	25.55	19.59	15.34	10.57	9.048	9.964	11.82
	$\delta R$ , мм	0.292	0.938	0.398	0.471	0.764	0.473	0.890	0.656	1.510
He	$t_X$ , мкс	19.70	21.15	22.3	22.9	23.3	23.8	24.25	24.6	25.05
	$R$ , мм	40.68	31.71	24.31	19.79	16.89	12.99	10.08	10.23	13.54
	$\delta R$ , мм	0.570	0.685	0.672	0.545	0.521	0.651	0.650	0.709	1.294

*Примечание.* Здесь  $t_X$  — время рентгенографирования,  $R$  — радиус газовой полости,  $\delta R$  — дисперсия измеренного значения радиуса.

ся экспериментальных данных по квазиизэнтропическому сжатию газообразного дейтерия, полученная в экспериментах с устройствами цилиндрической [14, 26] и сферической [12, 13, 22, 25] геометрии вместе с ранее рассчитанными зависимостями из работ [14, 40–42]. При переходе к дейтерию значения плотности сжатого водорода из работ [12, 13, 22] удвоены.

В настоящей работе тема скачка плотности в квазиизэнтропически сжатом дейтерии специально не затрагивается. Поэтому опубликованные недавно данные по сжимаемости газообразного дейтерия [43] и результаты анализа, приведенные в работе [21], не

обсуждаются и не анализируются. Это сложная техническая и научная проблема, критерием истинности которой должен быть новый эксперимент на базе новой техники с иным разрешением, чем с ранее использованной аппаратурой. На рис. 10 нанесена точка, характеризующая достигнутое в настоящей работе состояние сжатого гелия.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Одной из основных задач одномерных расчетов является необходимость в тех или иных предполо-



Таблица 2. Результаты экспериментов

№	Газ	$T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	$P_0, \text{ атм}$	$\rho_0, \text{ г/см}^3$	$R_{min}, \text{ мм}$	$\rho_{exp}, \text{ г/см}^3$	$P, \text{ ГПа}$	$\rho_{calc}, \text{ г/см}^3$
1 [25]	D <sub>2</sub>	10.5	267	0.04	10.7	$4.3 \pm 0.7$	$1830 \pm 400$	4.7
2	D <sub>2</sub>	19.1	128	0.02	9.05	$4.25 \pm 0.90$	$2210 \pm 500$	4.6
3	He	27.2	167	0.025	10	$3.8 \pm 0.7$	$1580 \pm 400$	3.4

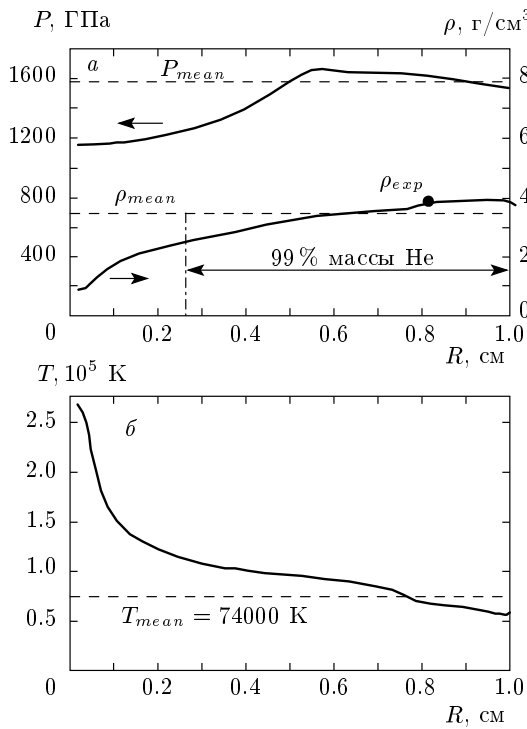


Рис. 9. Квазиэнтропическая сжимаемость газообразного гелия: а) распределения давления и плотности; б) температура

жениях воспроизвести движение УВ по элементам устройства и положение оболочек на момент первого рентгенографирования. В качестве примера, положение контрольных точек для эксперимента с дейтерием показано на рис. 5, в моменты времени  $t_1$  (приход УВ на внешнюю границу прокладки),  $t_2$  (приход УВ на внешнюю границу первого каскада устройства Fe1) и  $t_3$  (время первого рентгенографирования). При этом данные расчетов должны воспроизвести измеренный интервал времени  $\Delta t = t_3 - t_1$ . Выбирая энергетику заряда ВВ на стадии почти свободного полета оболочки, когда наличие газа в центральной полости еще кардинально не влияет на ее скорость, в некоторой степени исключаем обрат-

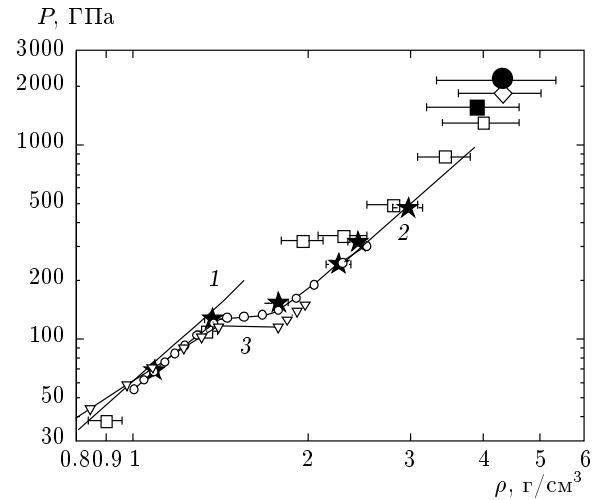
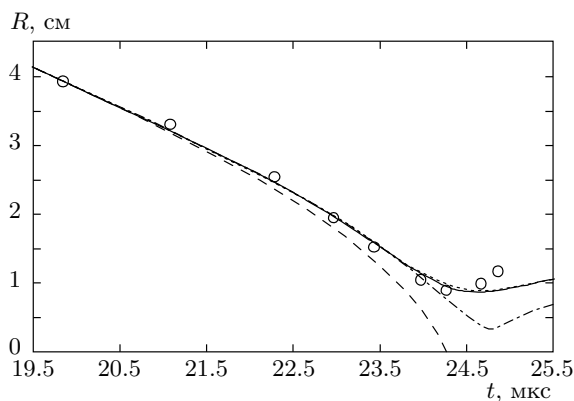


Рис. 10. Экспериментальные данные для квазиэнтропической сжимаемости дейтерия и гелия до давлений  $P \approx 2000$  ГПа. Дейтерий: эксперимент —  $\square$  — [12, 13, 22],  $\star$  — [14, 26],  $\diamond$  — [25],  $\bullet$  — настоящая работа; расчет — методы Зельдовича [46] (сплошная кривая), Видома [46] ( $\circ$ ), из работ [14] (линии 1, 2), [47] при 5000 К ( $\nabla$ , линия 3). Гелий:  $\blacksquare$  — настоящая работа

ное влияние уравнения состояния исследуемого газа. Это исключение не является полным. Газ, находясь в полости между оболочками, влияет на передачу энергии от первого каскада ко второму. Однако, как показывают одномерные газодинамические расчеты, из-за небольшой его массы и кратковременности взаимодействия оболочек, это влияние не очень сильное. Большую часть времени газ находится в слабосжатом состоянии и даже его максимальное давление в несколько раз меньше достигаемого в центральной полости.

Торможение оболочки газом, которое проявляется лишь на конечной стадии процесса сжатия, полностью определяется параметрами газа, т. е. его уравнением состояния. Различие рассчитанных  $R(t)$ -траекторий и экспериментальных данных в зависимости от уравнения состояния исследуемого



**Рис. 11.** Результаты расчетов  $R(t)$ -диаграммы движения внутреннего каскада с помощью различных уравнений состояния газа для эксперимента (символы — настоящая работа) с дейтерием: штриховая кривая — без газа во внутреннем каскаде; штрихпунктирная, сплошная и пунктирная кривые — уравнения состояний соответственно идеального газа и из работ [36] и [39]

газа в области, близкой к моменту «остановки» оболочки сжатым газом, реально позволяет использовать метод  $R(t)$ -диаграмм для тестирования уравнений состояния газов, построенных в различных приближениях. Сказанное выше показано на рис. 11, где приведен фрагмент рассчитанных для эксперимента с дейтерием  $R(t)$ -диаграмм по уравнениям состояния из работ [37, 44], а также для идеального газа и без газа во внутреннем каскаде. Как видно из рис. 11, практически нет различия между кривыми, рассчитанными по этим уравнениям. Отклонение кривых от зависимости для идеального газа наблюдается лишь на стадии торможения оболочки и указывает на влияние газа. Из рис. 11 также видно, что на первый момент рентгенографирования газ не влияет на динамику полета оболочки внутреннего каскада, что повышает уверенность в корректности используемого расчетного подхода.

Для анализа исследуемого процесса был проведен двумерный численный расчет экспериментального устройства по программе ЛЭГАК-3D [45], предназначенной для расчета трехмерных нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью, начальная постановка которого и результат — поле плотностей и изолинии давлений в центральных слоях системы на момент максимального сжатия — показаны на рис. 12. В расчете учитыва-

ли эксцентricность размещения стальных каскадов устройства, составляющую 0.08 мм по оси абсцисс и 0.231 мм по оси ординат. По результатам расчета методом Монте-Карло проведено численное рентгенографическое моделирование на времена, соответствующие моментам регистрации в эксперименте. В расчетах экспериментальную сборку «облучали» тормозным излучением со спектром, реализуемым на выходе бетатрона БИМ234.3000 [28]. Излучение бетатрона при расчете каждого кадра выделялось мгновенно с одинаковым спектром и интенсивностью. Рассчитанное изображение сжатых полостей экспериментального устройства на момент максимального сжатия показано на рис. 12, на котором для большей наглядности дополнительно выделены радиусы газовой полости ( $R_{gas}$ ) и волны сжатия (compression wave,  $R_{cw}$ ) в стальной оболочке.

Как видно из табл. 2 и рис. 12, экспериментальное и расчетное значения  $R_{gas}$  в момент остановки практически совпадают. При этом результаты расчетов по одномерному и двумерному программным комплексам не противоречат друг другу. На представленных экспериментальных (рис. 9) и расчетных (рис. 12, 13) диаграммах хорошо видна сферическая волна сжатия, образовавшаяся на границе газ-оболочка в момент, предшествующий остановке внутренней оболочки газа. Величины среднего значения радиуса  $R_{cw}$ , полученные в расчете и эксперименте, совпадают с высокой точностью.

Для исследования влияния различных факторов на величину средневзвешенного давления сжатого дейтерия и радиуса остановки внутренней оболочки проведена серия одномерных расчетов, в каждом из которых меняли только одну модель описания процессов. Для ВВ использовали уравнение состояния из работы [33], для обеих оболочек из стали — уравнение состояния железа [34]. Ряд расчетов проведен в гидродинамическом приближении (без учета прочности) для обеих оболочек. Другие расчеты, о которых было сказано выше, для внутренней оболочки проведены с упругопластической моделью динамического деформирования [35] со специально подобранными коэффициентами для стали, а для внешней оболочки — в гидродинамическом приближении. Также варьировали значения напряжения хрупкого откола железа  $\sigma_{sp}$  (значения  $\sigma_{sp}$  указаны непосредственно на графике). При вариации уравнения состояния дейтерия использовали модели из работ [37, 44]. Полученные результаты расчетов представлены рис. 14. Из рисунка видно, что на расчетную величину давления влияют уравнения состояния газа, учет упругопластического деформиро-

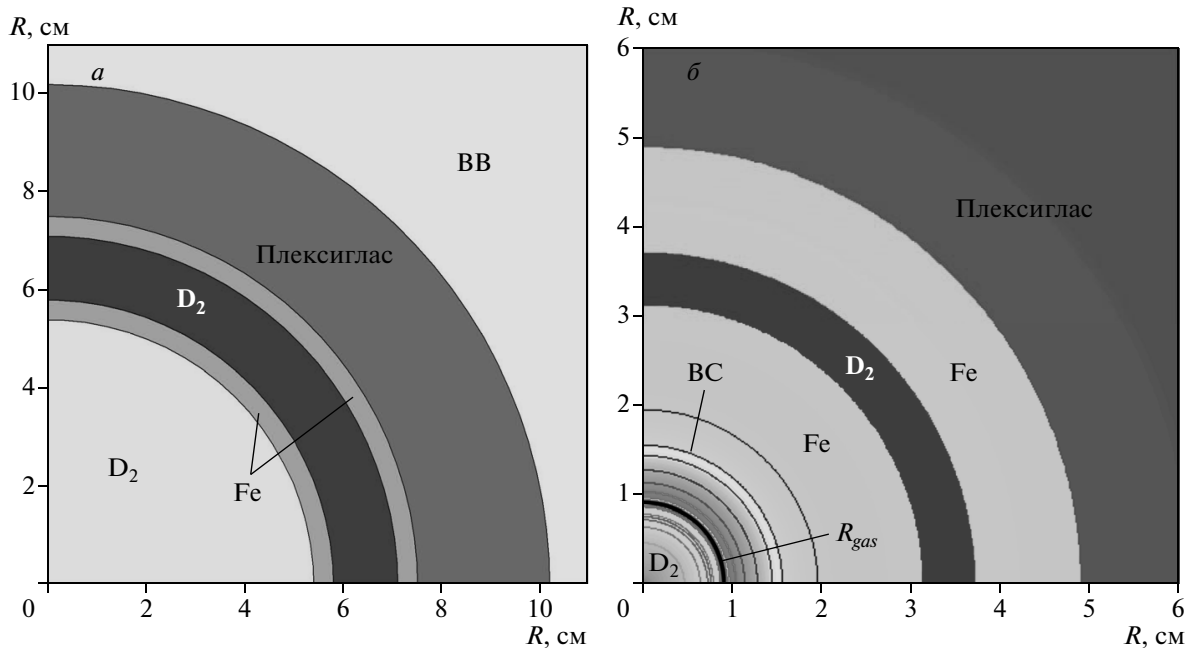


Рис. 12. Начальная постановка (а) и результат двумерного расчета сжатия дейтерия по программе ЛЭГАК-3D [45] в момент максимального сжатия (б). ВС — волна сжатия

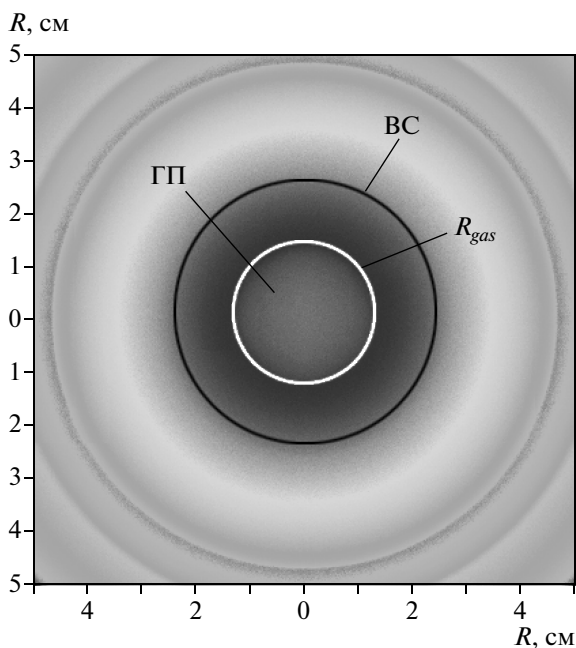


Рис. 13. Рассчитанное изображение газовой полости (ГП) на момент максимального сжатия  $t_{stop} = 24.26$  мкс,  $R_{cw}^{exp} = 1.70 \pm 0.05$  см,  $R_{cw}^{calc} = 1.69$  см (масштаб 1 : 1.5)

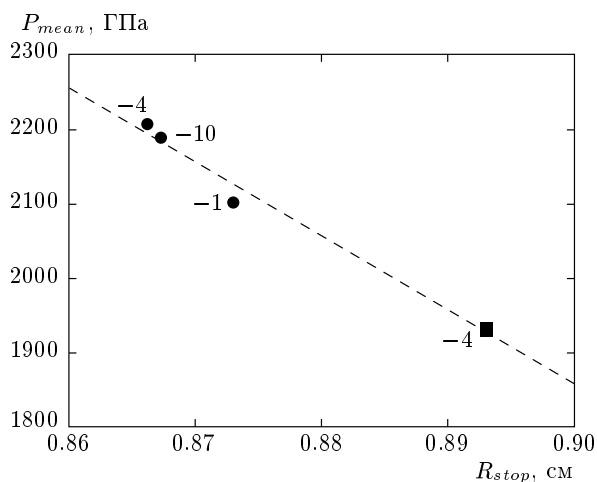


Рис. 14. Влияние различных факторов на расчет давления газа в момент максимального сжатия. Цифры у точек — параметры хрупкого откола  $\sigma_{sp} = -1, -4, -10$  ГПа. Используются уравнения состояния из работ [37] (●) и [44] (■)

вания и откольного разрушения материала оболочки. При вариации модели упругопластического деформирования для конкретного экспериментального устройства результаты расчетов различаются в пределах 7% по давлению. Использование гидроди-

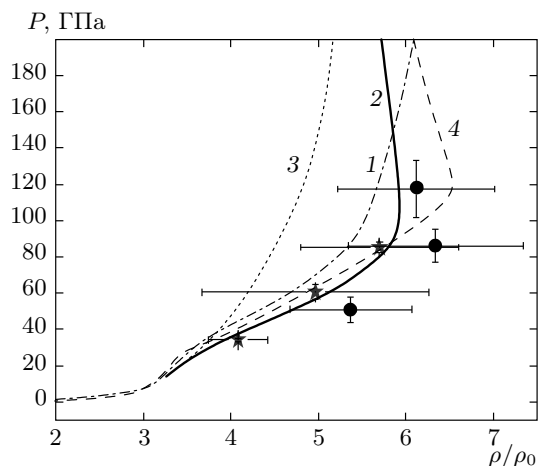


Рис. 15. Ударно-волновая сжимаемость газообразного гелия: эксперимент — символы ● [6], ★ [26]; расчет — кривые 1 [43], 2 [45], 3 (УРС ВНИИЭФ), 4 [14]

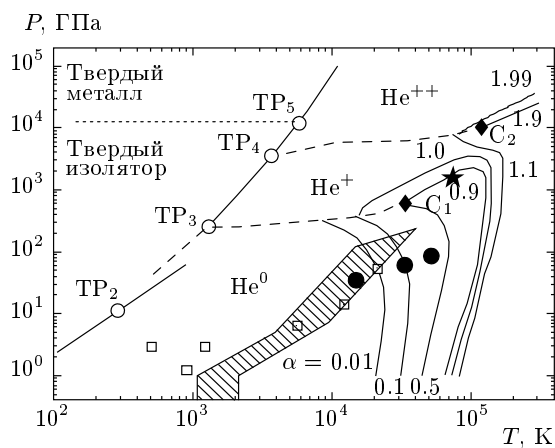


Рис. 16. Фазовая диаграмма гелия. Эксперимент: ★ — настоящая работа; ● — ударно-волновое сжатие [26]; □ — данные работы [10]. Расчет: ○ — тройные точки  $TP_i$ , ◆ — критические точки  $C_i$ , цифры у кривых — степень ионизации

намического приближения приводит к некоторому уменьшению радиуса остановки и увеличению давления в газовой полости примерно на 10%. Как следует из рис. 14, средневзвешенное давление  $P_{mean}$  в полости связано монотонной функциональной зависимостью (в данном случае линейной) с радиусом остановки  $R_{stop}$  внутренней границы оболочки. Это позволяет, зная экспериментальное значение радиуса остановки, оценить величину давления газа на момент его максимального сжатия.

Аналогичный расчет экспериментального сферического устройства проведен и с уравнением состояния гелия, использованным в данной работе. Отметим, что в области давлений выше 40 ГПа это уравнение не описывает данных по ударно-волновой сжимаемости газообразного гелия, полученных в работах [6, 26] при начальной плотности газа, близкой к плотности жидкости ( $\rho_0 = 0.125 \text{ г/см}^3$ ), кривые на плоскости  $P(\rho/\rho_0)$  (рис. 15) существенно отличаются от кривых для гелия, полученных с помощью уравнения состояния из работы [26].

Результаты расчета квазиизэнтропически сжатого газообразного гелия приведены выше на рис. 8. Как видно из рисунка, расчет удовлетворительно описывают экспериментальные  $R(t)$ -данные для траектории движения внутренней границы оболочки второго каскада практически до момента остановки оболочки сжатым газом.

Полученные из газодинамического расчета данные по давлению и температуре в сжатом гелии показаны на рис. 16, заимствованном из работы [46]. Сложность описания данных по гелию связана прежде всего с малым количеством экспериментальных данных. Заштрихованная на рис. 16 область — состояния гелия, реализованные в экспериментах по многократному ударно-волновому сжатию из работы [11]. На том же рисунке приведены данные [10], полученные при квазиизэнтропическом нагружении жидкого гелия, и результаты ударно-волновых экспериментов с устройством полусферической геометрии в газообразном гелии с начальной плотностью  $\rho_0 = 0.125 \text{ г/см}^3$ , близкой к плотности жидкости [26] (табл. 3).

Как видно из рис. 16, металлизация гелия при низких температурах ожидается при очень высоких давлениях  $P \approx 1100 \text{ ГПа}$ . Совершенно иная ситуация с плазменными фазовыми переходами, связанными с резким изменением ионизационного состава гелия. Оценки показывают, что с ростом температуры происходит переход газа в состояние плазмы сначала с однократной ионизацией (тройная точка  $TP_3$ ), а затем в состояние с двукратной ионизацией (тройная точка  $TP_4$ ). Кривые плазменных переходов оканчиваются критическими точками  $C_1$  и  $C_2$ . Видно, что параметры точки  $C_1$  лежат в области давлений, реально достижимых с помощью экспериментальных устройств сферической геометрии. В настоящей работе достигнуто состояние сжатого гелия на границе диэлектрической фазы и плазменного состояния.

В заключение отметим, что в настоящей работе и в работе [25] на двух конструктивно различных

Таблица 3. Параметры ударно-сжатого газообразного гелия [26]

№	$R_{exp}$ , мм	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$T$ , 10 <sup>3</sup> К
He1	15.75	19.10 ± 0.36	14.39	35 ± 1	0.49 ± 0.04	15.2
He2	15.05	24.3 ± 1.1	19.76	61 ± 4	0.64 ± 0.16	32.9 ± 5
He3	15.05	28.90 ± 0.62	23.69	85.4 ± 3	0.7 ± 0.1	51 ± 9

сферических устройствах (однокаскадном и двухкаскадном), но с одинаковой системой нагружения, получены практически одинаковые плотности плазмы сжатого дейтерия (примерно 4 г/см<sup>3</sup>) в области давлений до 2000 ГПа, что повышает уверенность в адекватности полученных данных. Небольшое отклонение данных эксперимента по дейтерию из настоящей работы от результата работы [25] связано с меньшей начальной плотностью газа.

Впервые в аналогичном эксперименте измерена плотность сжатого гелия 4 г/см<sup>3</sup> при давлении 1500 ГПа.

Благодаря разработанным экспериментальным сферическим двухкаскадным устройствам имеется возможность повысить потолок исследований квазиизэнтропической сжимаемости дейтерия и гелия до уникально высоких давлений 5000 ГПа.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Хрусталеву за предоставленную возможность использовать в расчетах разработанное им уравнение состояния гелия, а также за полезные обсуждения и замечания по существу выполненной работы, Б. А. Надикто за газодинамическую программу, учитывающую фазовый переход в железе, а также А. В. Белову, Р. В. Борисову, О. А. Есину, Ю. В. Ледневу, В. Д. Орлову, А. В. Романову, С. Ю. Согрину, Б. И. Ткаченко, Д. П. Турутину, принимавшим участие в организации, проведении экспериментов и обработке полученных данных.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физики сильносжатого вещества» и РФФИ (грант № 10-02-01233).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, *Экстремальные состояния вещества*, Физматлит, Москва (2009).
2. В. Е. Фортов, УФН **179**, 653 (2009).
3. N. W. Ashcroft, in *High Pressure Phenomena*, ed. by R. Y. Hemley et al., IOS Press, Amsterdam (2002), p. 151.
4. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов и др., ЖЭТФ **124**, 288 (2003).
5. С. К. Гришечкин, С. К. Груздев, В. К. Грязнов и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 452 (2004).
6. J. Eggert, S. Brygøo, P. Loubeure et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 124503 (2008).
7. D. G. Hicks, T. R. Rochly, P. M. Celliers et al., Phys. Rev. B **79**, 014112 (2009).
8. S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996).
9. W. J. Nellis, Rep. Progr. Phys. **69**, 1195 (2006).
10. W. J. Nellis, N. C. Holmes, A. C. Mitchell et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1248 (1984).
11. V. Ya. Ternovoi, A. S. Filimonov, A. A. Pyalling et al., in *Proc. SCCM-2001*, ed. by M. D. Furnish et al., AIP Press, New York (2002), p. 107.
12. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., Письма в ЖЭТФ **16**, 286 (1972).
13. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., ЖЭТФ **75**, 1683 (1978).
14. V. E. Fortov, R. I. Ilkaev, V. A. Arinin et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 185001 (2007).
15. L. B. Da Silva, P. Celliers, G. W. Collins et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 483 (1997).
16. G. W. Collins, L. B. Da Silva, P. Celliers et al., Science **281**, 1178 (1998).
17. M. Knudson, D. Hanson, J. Bailey et al., Phys. Rev. B **69**, 144209 (2004).
18. M. Knudson, D. Hanson, J. Bailey et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 035505 (2003).
19. G. V. Boriskov, A. I. Bykov, R. I. Ilkaev et al., Phys. Rev. B **71**, 092104 (2005).

20. Г. В. Борисков, А. И. Быков, Н. И. Егоров и др., в сб. *XI Харитоновские научные чтения*, под ред. А. Л. Михайлова, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2009), с. 771.
21. Р. Ф. Трунин, В. Д. Урлин, А. Б. Медведев, УФН **180**, 605 (2010).
22. В. П. Копышев, В. Д. Урлин, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества*, под ред. В. Е. Фортова и др., Наука, Москва (2000), с. 297.
23. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ЖЭТФ **111**, 2099 (1997).
24. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ТВТ **38**, 227 (2000).
25. М. А. Мочалов, Р. И. Илькаев, В. Е. Фортов и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 336 (2010).
26. М. А. Мочалов, Дисс. . . . доктора физ.-мат. наук, Саров (2008).
27. А. И. Павловский, Г. Д. Кулешов, Г. В. Склизков и др., ДАН СССР **160**, 68 (1965).
28. Yu. P. Kuropatkin, V. D. Mironenko, V. N. Suvorov, and A. A. Volkov, in *11th IEEE Pulsed Power Conference, Digest of Technical Papers*, ed. by G. Cooperstein and I. Vikovitsky, Vol. 2 (1997), p. 1663.
29. Е. И. Забабахин, *Некоторые вопросы газодинамики взрыва*, Снежинск (1997).
30. A. N. Golubkov, A. A. Kononenko, and A. A. Yukhimchuk, Fusion Sci. Technol. **48**, 527 (2005).
31. В. А. Аринин, Цифровая обработка сигналов вып. 2 (2006); V. A. Arinin and V. I. Tkachenko, Pattern Recognition and Image Analysis **19**, 63 (2010).
32. Н. Ф. Гаврилов, Г. Г. Иванова, В. И. Селин и др. ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики вып. 3, 11 (1982).
33. А. А. Евстигнеев, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Физика горения и взрыва **12**, 758 (1976).
34. Б. Л. Глушак, Л. Ф. Гударенко, Ю. М. Стяжкин, ВАНТ, сер. Матем. моделирование физических процессов вып. 2, 57 (1991).
35. Б. Л. Глушак, О. Н. Игнатова, ВАНТ, сер. Матем. моделирование физических процессов вып. 2, 45 (1998).
36. Р. Ф. Трунин, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов и др., *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ*, под ред. Р. Ф. Трунина, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2001).
37. В. П. Копышев, В. В. Хрусталева, ПМТФ вып. 1, 122 (1980).
38. В. П. Копышев, ПМТФ вып. 10, 1304 (1971).
39. W. G. Hoover, S. G. Gray, and K. W. Johnson, J. Chem. Phys. **55**, 1128 (1971).
40. D. Beule, W. Ebeling, A. Forster et al., Phys. Rev. B **59**, 14177 (1999).
41. V. S. Filinov, P. R. Levashov, A. V. Botan et al., J. Phys. A **42**, 214002 (2009).
42. W. Ebeling, R. Redmer, H. Reinholz, and G. Repke, Contrib. Plasma Phys. **48**, 670 (2008).
43. М. В. Жерноклетов, В. А. Аринин, В. Н. Бузин и др., в сб. *65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии*, вып. 2, под ред. Р. И. Илькаева и др., Саров (2011), с. 178.
44. G. I. Kerley, LASL Sci. Report LA-4776 (1972).
45. С. М. Бахрах, С. В. Величко, В. Ф. Спиридонов и др., ВАНТ, сер. Матем. моделирование физических процессов, вып. 4, 1 (2004).
46. W. Ebeling, A. Foster, V. Fortov et al., *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasma*, Teubner, Stuttgart-Leipzig (1991).