

ИССЛЕДОВАНИЕ НУЛЕВОЙ ИЗОТЕРМЫ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Г. В. Борисков^{}, А. И. Быков, Н. И. Егоров, М. В. Жерноклетов, В. Н. Павлов,
И. С. Стрелков, О. М. Сурдин, В. И. Тимарева, С. И. Белов*

*ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 20 июня 2019 г.,
после переработки 29 июля 2019 г.
Принята к публикации 30 июля 2019 г.

Изложены постановка, данные и анализ результатов экспериментов по изоэнтропическому сжатию стабильных изотопов водорода — протия (H_2) и дейтерия (D_2) — в начальном (при $P_0 = 0.1$ МПа) твердом состоянии до давлений 550 ГПа с использованием устройств на основе магнитокумулятивного генератора и рентгенографического комплекса, в состав которого входят бетатрон и система регистрации рентгеновских изображений. Приведены точки, полученные на «холодной» изоэнтропе ($T_0 = 5\text{--}13$ К) для протия и дейтерия. Проведено сравнение с результатами, достигнутыми с использованием статических и других динамических устройств, а также с результатами различных расчетов.

DOI: 10.31857/S0044451020020030

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение поведения веществ при сверхвысоких давлениях является одной из фундаментальных и интереснейших задач физики экстремального состояния вещества [1]. Особый и постоянный интерес для исследователей в этой области представляет водород. Интерес к исследованиям его термодинамических и кинетических свойств не случаен. Он вызван, с одной стороны, широким распространением этого вещества во Вселенной, а с другой, — его практической значимостью как одного из основных элементов энергетики будущего. Кроме того, для него предсказан ряд необычных, экзотических свойств: металлизация кристалла водорода при высоких давлениях [2], высокотемпературная сверхпроводимость металлической фазы [3], существование двухкомпонентной сверхтекучей и сверхпроводящей жидкости [4], максимум температуры на кривой плавления и наличие жидкой фазы при нулевой температуре и мегабарных давлениях [5]. Электронно-транспортные и оптические характеристики, которые могут быть связаны с указанными свойствами, исследовались в ряде недавно опубли-

кованных работ [6–14] (см. также обзоры [15–17]). Не менее важной задачей физики высоких плотностей энергии является построение уравнения состояния (УРС) водорода, основанного на совокупности экспериментальных данных, относящихся к различным областям его фазовой диаграммы. Основой такого УРС служит нулевая изотерма, или кривая «холодного» сжатия, опирающаяся на эксперименты в как можно более широком диапазоне давлений. Целью проводимых нами исследований является экспериментальное построение нулевой изотермы для двух изотопов водорода — протия и дейтерия — в области мультимегабарных давлений (1 Мбар = 100 ГПа).

Для получения высоких и сверхвысоких (более 100 ГПа) давлений применяются два основных, дополняющих друг друга способа — статический и динамический. Первый из них базируется на методе статического сжатия исследуемого вещества в прессах Бриджмена [18] или в алмазных наковальнях [19]. В них квазиоднородное гидростатическое давление повышается крайне медленно вдоль некоторой изотермы, достигая в опытах по исследованию УРС величины, не превосходящей 200 ГПа [20], причем растет в основном «холодная» составляющая давления, определяемая энергией взаимодействия электронов и ядер при нулевой температуре. Однако этот рост ограничен пределом текучести мате-

^{*} E-mail: boriskov@ntc.vniief.ru

риала наковален [21]. К существенным недостаткам метода относятся микроскопические размеры камеры сжатия, резко ограничивающие возможности измерительных методик, а также проблема сохранения целостности исследуемого образца при давлениях выше 100 ГПа [22].

Второе направление объединяет различные методы динамического сжатия. Они оперируют с образцами макроскопических размеров и не ограничены прочностными свойствами материала камеры сжатия. Наиболее часто используемым среди них является ударно-волновой метод. Он предполагает нахождение давления и плотности за фронтом ударной волны, т. е. построение экспериментальных точек на адиабате Гюгонио исследуемого вещества [23]. Вследствие значительного градиента массовой скорости на фронте ударная волна не только сжимает, но и разогревает первоначально твердое вещество до состояния жидкости или высокоплотной плазмы. В этом случае тепловое давление, даже при повторном дожатии в отраженной ударной волне [24], составляет заметную долю полного. Например, при ударно-волновом сжатии конденсированных изотопов водорода [25] «холодное» давление не превышает и половины полного. В связи с этим ударно-волновой метод не приемлем при изучении свойств низкотемпературных фаз вещества в мегабарной области давлений.

Другим динамическим методом, занимающим в некотором смысле промежуточное положение между ударно-волновым и статическим сжатием, является квазиизоэнтروпическое сжатие [26]. При таком способе сжатия в исследуемом веществе происходит реверберация ударных волн сравнительно малых амплитуд, в результате чего оно не только сжимается до высоких значений плотности, но и достаточно сильно разогревается (вплоть до нескольких десятков килокальвинов). Этот способ особенно удобен, когда речь идет об изучении термодинамических свойств вещества в состоянии высокоплотной плазмы.

И, наконец, еще одним динамическим методом является достаточно быстрое (для обеспечения адиабатичности), но без больших градиентов плотности и скорости сжатие вещества в камере, на внешнюю поверхность которой действует однородное, плавно нарастающее давление, созданное сторонним источником [27]. Процесс протекает с пренебрежимо малым ростом энтропии (изоэнтропическое сжатие), без возникновения сверхзвуковых течений в области сжатия. В отличие от ударно-волнового и квазиизоэнтропического сжатия тепло-

вая составляющая полного давления будет в этом случае, как и в статическом методе, существенно меньше «холодной» части. При низкой начальной температуре исследуемого вещества (например, при азотной или гелиевой) его изоэнтропа близка к нулевой изотерме даже при мегабарных давлениях. Измеряя давление и плотность сжатого образца, можно получить точки на соответствующей изоэнтропе и, тем самым, экспериментально построить «холодную» часть УРС исследуемого вещества.

Таким образом, в настоящее время лишь метод изоэнтропического сжатия позволяет эффективно определять параметры УРС вещества в области сверхвысоких давлений и низких температур. Это особенно важно, когда речь идет о так называемых легкосжимаемых веществах, к которым относятся, например, инертные газы и изотопы водорода в конденсированном состоянии.

В проводимых во ВНИИЭФ исследованиях свойств веществ при давлениях в области гига- и терапаскаль и при относительно низких температурах применяются два метода. Первый из них основан на квазиизоэнтропическом сжатии вещества во взрывных сферических и цилиндрических устройствах. Именно этим способом в 70-х гг. прошлого века были проведены первые эксперименты по исследованию плотного газообразного водорода при давлениях более 1 ТПа [28] с использованием сферических устройств. В серии работ, опубликованных в ЖЭТФ уже в начале 21-го века, потолок давлений был значительно расширен, в последней публикации [29] он достиг 12 ТПа. В этих опытах с помощью импульсных источников рентгеновского излучения регистрировалась траектория движения металлических оболочек, сжимающих газ, и по измеренным значениям радиуса оболочки определялась плотность газа в момент ее остановки. Давление сжатого газа получали из газодинамических расчетов с учетом всех элементов экспериментальной конструкции. Второй метод связан с изоэнтропическим сжатием вещества с помощью давления сверхсильного магнитного поля, созданного взрывным магнитокумулятивным (МК) генератором типа МК-1 [30]. Особо отметим, что в экспериментах этим методом одновременно измеряются два параметра: по полученной в опыте рентгенограмме находятся плотности расположенных в камере сжатия исследуемого и эталонного веществ, а по плотности эталона (с хорошо известными статическими и динамическими характеристиками) определяется давление в исследуемом образце.

Ниже дано описание устройства изоэнтропического сжатия на основе МК-генератора, приведены результаты численного моделирования его работы, описаны система регистрации рентгенографических изображений и методика определения параметров вещества в сжатом состоянии, приведены экспериментальные результаты по сжатию твердых протия и дейтерия и их сравнение с теоретическими и экспериментальными данными других авторов.

2. УСТРОЙСТВО СЖАТИЯ

Способ изоэнтропического сжатия давлением сверхсильного магнитного поля реализован в виде экспериментальной установки. Она содержит устройство сжатия, рентгенографический комплекс, элементы электроизмерительных схем, устройства подрыва и синхронизации. Рентгенографический комплекс состоит из бетатрона, генерирующего импульсы рентгеновского излучения, регистратора рентгеновских изображений и конденсаторной батареи в качестве источника питания бетатрона.

Основными элементами устройства сжатия являются: двухкаскадный МК-генератор МК-1, цилиндрическая камера сжатия, криогенное устройство. Схема устройства показана на рис. 1, а на рис. 2 приведена фотография устройства изоэнтропического сжатия, подготовленного к проведению эксперимента.

МК-генератор сверхсильного магнитного поля в данном случае используется как генератор сверхвысокого давления. Он включает в себя мощную конденсаторную батарею в качестве источника запитки генератора, коммутирующие элементы, кольцевой заряд взрывчатого вещества (ВВ) и два токонесящих цилиндрических лайнера, осуществляющих компрессию магнитного потока, — соленоид начального магнитного поля (он же — первый каскад генератора) и второй каскад, который становится проводящим после того, как по нему ударит первый.

Камера сжатия образована толстостенной медной обжимающей трубкой и массивными торцевыми заглушками, выполненными из сплава ВНМ или ВНЖ на основе вольфрама. В ней коаксиально располагаются слои исследуемого и эталонного веществ, отделенные друг от друга и от трубки контрастирующими оболочками. Камера размещается коаксиально с генератором таким образом, что ее центр совпадает с центром области однородности магнитного поля, создаваемого генератором. Через припаянную к камере стальную трубку

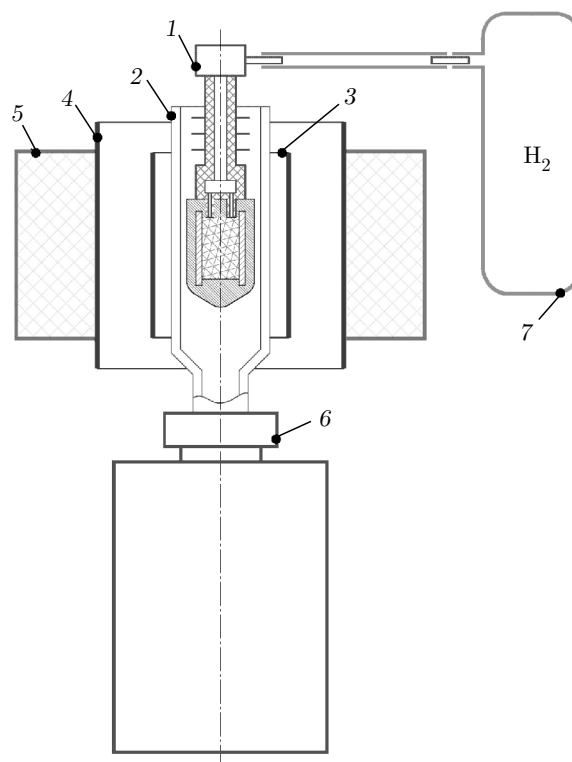


Рис. 1. Схема устройства сжатия: 1 — криоконтейнер с камерой сжатия; 2 — криопровод; 3 — второй каскад генератора; 4 — соленоид начального поля генератора; 5 — кольцевой заряд ВВ; 6 — криососуд для хранения хладагента; 7 — газгольдер

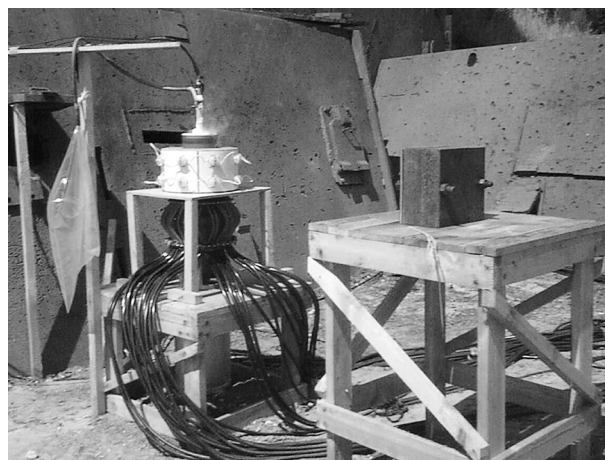


Рис. 2. Фотография экспериментального устройства, подготовленного к подрыву

осуществляется напуск в камеру исследуемого газа. В верхней части этой трубки имеется специальная вакуумно-плотная крышка, называемая капкой, через которую вводятся элементы электрической цепи для измерения начальной температуры исследуемо-

го образца. Кольцеобразные ребра на наружной поверхности трубки с проделанными в них отверстиями обеспечивают эффективное охлаждение камеры сжатия парами хладагента. В камеру сжатия исследуемый газ попадает из полиэтиленового газгольдера, подсоединенного к капке с помощью резинового шланга. Непосредственно перед опытом газгольдер вакуумируют и заполняют исследуемым газом. Результаты химического анализа показали, что после заполнения исследуемый газ можно хранить в таком газгольдере в течение нескольких суток без существенного изменения его химического состава. Объем газгольдера достаточен для того, чтобы в процессе охлаждения и заморозки образца поддерживать в камере давление, близкое к атмосферному.

Криоустройство служит для охлаждения исследуемого газообразного вещества до конденсированного состояния и удержания его в этом состоянии в течение времени, необходимого для проведения эксперимента. Устройство содержит сосуд для хранения хладагента, в качестве которого используется жидкий гелий, и изготовленный из коаксиальных стальных тонкостенных трубок вакуумируемый криопровод. Он служит для подачи хладагента из криососуда к месту расположения камеры сжатия.

Под действием созданного в криососуде небольшого избыточного давления гелий поднимается вверх по криопроводу, и его низкотемпературные пары, а далее и он сам постепенно охлаждают камеру сжатия. Заполняющий ее газообразный изотоп водорода переходит сначала в жидкое, а затем и в кристаллическое состояние. Для достижения максимальной однородности замораживаемого образца ось камеры сжатия должна быть направлена вдоль вектора силы тяжести, поэтому все устройство располагается вертикально. Чтобы предотвратить замораживание газа в нежелательных местах, внутренние поверхности обжимающей трубки и подводных каналов, проделанных в верхнем торце камеры, покрыты слоем фторопласта толщиной 1.5–3 мм. Скорость охлаждения отслеживается по показаниям предварительно откалиброванного миниатюрного полупроводникового термометра марки ТСКУ-21, расположенного вблизи верхнего торца камеры сжатия. Перед проведением экспериментов заводская калибровочная кривая — зависимость сопротивления термометра от температуры — каждого из использованных в опытах термометров проверялась путем измерения их сопротивления при комнатной, азотной и гелиевой температурах и при необходимости подправлялась с учетом измеренных значений сопротивления. Погрешность

измерения температуры составляла 0.1 К. В процессе охлаждения температура исследуемого вещества опускается ниже точки его кристаллизации при атмосферном давлении, которая равна 14 К для протия и 19 К для дейтерия, и, достигнув некоторого минимального значения, лежащего в диапазоне от 5 К до точки кристаллизации, перестает изменяться. Указанное значение принимается в качестве начальной температуры T_0 исследуемого образца в данном опыте.

Строго говоря, каждому из реализованных в опытах значений T_0 соответствует своя изоэнтропа исследуемого вещества (а также эталона), проходящая в плоскости плотность–давление через точку $(\rho(T_0, P_{atm}); P_{atm})$. Однако различие как по давлению (при заданной плотности), так и по плотности (при заданном давлении) между двумя кривыми, соответствующими минимальному (5 К) и максимальному (13 К) из измеренных значений T_0 , намного меньше минимальной погрешности измерений плотности или давления исследуемого вещества, составляющей более 1 %. Поэтому можно считать, что все полученные для конкретного изотопа водорода экспериментальные точки относятся к одной и той же изоэнтропе, проходящей в плоскости P – ρ через точку, соответствующую усредненной по проведенным экспериментам начальной температуре T_{0av} и начальному атмосферному давлению P_{atm} . Усредненному значению начальной температуры соответствует плотность $\rho(T_{0av}, P_{atm})$, равная 0.088 ± 0.001 г/см³ для протия и 0.202 ± 0.001 г/см³ для дейтерия. (Отметим, что указанные значения в пределах погрешности согласуются с результатами известных работ [31, 32], в которых исследовалась микро- и макроплотность кристаллической фазы протия и дейтерия при различных давлениях, в частности, при давлении близком к атмосферному, в условиях статического сжатия при гелиевых температурах.)

С учетом сказанного, в достаточно хорошем приближении можно считать, что и для протия, и для дейтерия исследуемая нами изоэнтропа в плоскости P – ρ проходит, как и в наших предыдущих исследованиях [33, 34], через начальную точку $(\rho(T_{0av}, P_{atm}); P_{atm})$. На указанной изоэнтропе, которую в дальнейшем будем называть «холодной», во всем исследуемом диапазоне тепловое давление составляет лишь незначительную (менее процента) часть полного давления вследствие низкой начальной температуры исследуемого образца. Для получения нулевой изотермы достаточно вычесть эту малую долю из построенной «холодной» изоэнтропы.

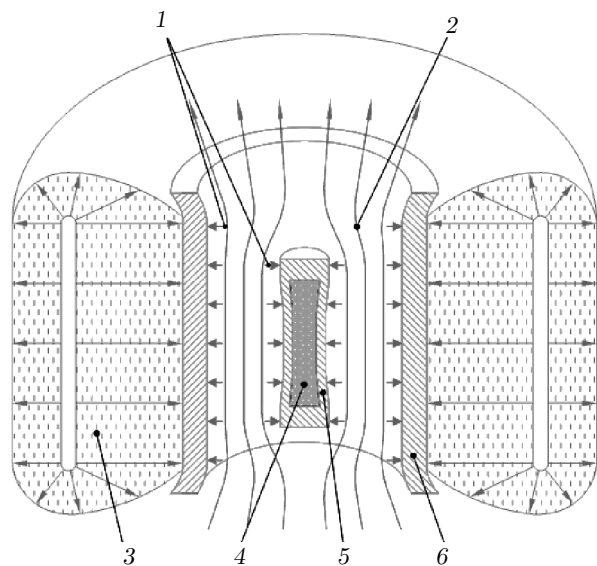


Рис. 3. Схема компрессии магнитного потока в МК-генераторе: 1 — силы магнитного давления; 2 — магнитное поле; 3 — продукты взрыва; 4 — сжимаемые образцы; 5 — камера сжатия; 6 — соленоид

Процесс компрессии осуществляется следующим образом. При разряде конденсаторной батареи на соленоид генератора в зазоре между соленоидом и обжимающей трубкой камеры сжатия создается синусоидальный по времени магнитный поток, как это показано на рис. 3. Магнитное поле $\mathbf{B}$ в зазоре направлено при этом вдоль оси генератора. Его изменение во время запитки регистрируется осциллографическим способом по показаниям четырех индукционных датчиков, размещенных в полости генератора на внешней трубе криопровода. Момент инициирования кольцевого заряда подобран с таким расчетом, чтобы сформировавшийся после детонации ударно-волновой фронт вышел на внутреннюю поверхность соленоида в такой момент, когда значение поля генератора близко к амплитудному. Величина поля в этот момент называется начальным полем B_0 генератора. В экспериментах по изоэнтروпическому сжатию значение B_0 лежит обычно в интервале 100–200 кГс¹⁾ и измеряется с точностью до нескольких килогаусс.

¹⁾ Снижение начального поля до значений, меньших 100 кГс, обостряет импульс сжатия настолько, что процесс перестает быть изоэнтропическим. С другой стороны, создание начального поля, превышающего 200 кГс, требует зарядки конденсаторной батареи до напряжения выше 20 кВ, при котором вероятность пробоя батареи становится значительной.

Под действием продуктов взрыва первый каскад генератора приобретает значительную кинетическую энергию, что приводит к имплозии токонесящей оболочки. (Второй каскад генератора необходим для поддержания симметрии схлопывания токонесящей оболочки.) Так как имплозия протекает достаточно быстро (за время менее 20 мкс), большая часть захваченного токонесящим каскадом магнитного потока сохраняется. В результате поле в зазоре усиливается до мегагауссовых значений, создавая на внешней поверхности обжимающей трубки однородное магнитное давление $B^2/8\pi$. Под его действием трубка схлопывается и плавно, без образования ударных волн, обжимает расположенные внутри нее вещества до мегабарных давлений.

При проведении опыта в выбранный момент процесса сжатия проводится рентгенографирование центральной части экспериментального устройства. В результате обработки полученного на рентгеновском снимке изображения определяются поперечные размеры, а следовательно, и сжатие как исследуемого, так и эталонного образца. Зная сжатие и начальную плотность образца, легко определить его плотность в момент рентгенографирования. За начальную принимается плотность, которая соответствует атмосферному давлению и температуре охлажденного образца. По плотности эталона с помощью его известной изоэнтропы можно определить давление в камере сжатия [35]. В качестве эталона лучше всего подходит алюминий, для которого по результатам статических и ударно-волновых экспериментов накоплен и обработан обширный статистический материал, охватывающий требуемый интервал давлений. Используемая нами холодная изоэнтропа алюминия соответствует работе [36] и основывается на полученных ее авторами данных по статическому сжатию алюминия в алмазных наковальнях до давления 220 ГПа, а также на полученных ранее данных [37–39] по его ударно-волновому сжатию вплоть до 1 ТПа.

Для того чтобы определять по рентгеновскому снимку размеры сжатых образцов с приемлемой точностью, на границах, отделяющих образцы друг от друга и от обжимающей трубки, должен располагаться тонкий слой из высокоплотного материала (так называемый контрастер). В его состав входят вещества с большим порядковым номером в таблице Менделеева. В качестве такого материала использовался сплав ВНМ-3-2, содержащий 95 % W, 3 % Ni и 2 % Cu.

3. ВЫБОР ГЕОМЕТРИИ КАМЕРЫ СЖАТИЯ И НАЧАЛЬНОГО ПОЛЯ МК-ГЕНЕРАТОРА

Описываемый метод построения холодной изоэнтропы хорошо применим, когда градиенты давления в рабочей зоне камеры сжатия невелики, а получаемые рентгеновские снимки позволяют определять необходимые размеры с достаточно высокой точностью. Выполнения двух указанных условий можно добиться, оптимизируя геометрию и начальное поле МК-генератора. С этой целью была проведена серия предварительных расчетов процесса сжатия [40]. При этом варьировались продольные и поперечные размеры камеры и сжимаемых образцов, способы их размещения внутри камеры сжатия, а также значение начального поля B_0 в пределах от 100 до 200 кГс. Расчеты проводились с помощью одномерного магнитогидродинамического (МГД) [41], квазидвумерного [42] и двумерного [43] гидродинамических кодов, которые применялись и ранее для моделирования работы МК-генератора и устройств на его основе.

Оптимальной оказалась геометрия камеры сжатия, показанная на рис. 4, когда в центре расположен образец изотопа водорода, а между ним и обжи-

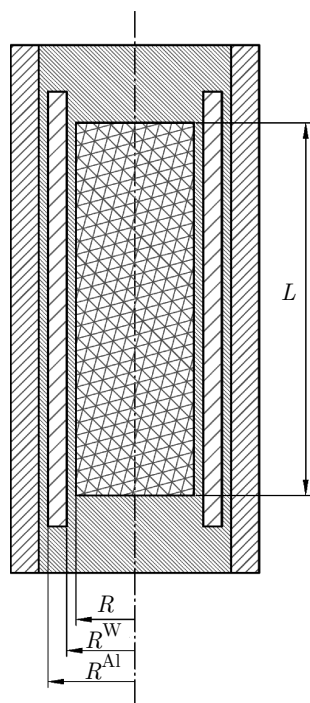


Рис. 4. Схема камеры сжатия (R , R^W , R^{Al} — начальные радиусы сжимаемых слоев; их текущие радиусы обозначены в тексте строчной буквой r с соответствующими индексами)

мающей трубкой — алюминиевый эталон, отделенный от исследуемого вещества и от трубки контрастирующими прослойками. При этом оптимальное значение начального поля генератора лежит в интервале 150–160 кГс. По результатам расчетов были выбраны следующие значения начальных поперечных размеров камеры сжатия и ее элементов: диаметр камеры сжатия 21.8 мм, толщина обоих контрастеров 0.15 мм, толщина слоя эталонного вещества 1.5 мм либо 2 мм, диаметр исследуемого образца изотопа водорода соответственно 14.7 мм либо 13.7 мм.

Что же касается продольных размеров, для проводимых экспериментов наиболее подходящей оказалась камера сжатия, у которой расстояние L между торцами по длине примерно совпадает с областью однородности магнитного поля и равно 100 мм. (Из расчетов следует, что отклонение длины камеры в меньшую сторону от оптимальной ведет к укорачиванию области однородного сжатия; отклонение же в сторону больших длин приводит к возникновению высокоскоростных осевых течений исследуемого вещества из зоны измерений.) В центральной части такой камеры погонные массы сжимаемых веществ сохраняются, поэтому для нахождения сжатия эталона и исследуемого изотопа достаточно знать поперечные размеры алюминиевого и контрастирующего цилиндров при комнатных условиях и в состоянии сжатия, а также коэффициенты термического расширения их материалов, которые имеются в справочных данных вплоть до гелиевых температур.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ УСТРОЙСТВА СЖАТИЯ

При определении плотности и давления сжатых образцов по их размерам, полученным в результате обработки рентгенограмм, учитываются так называемые градиентные поправки, вызванные отличием среднего давления в сжатом эталоне от аналогичного давления в исследуемом образце в момент рентгенографирования. Поправки находятся при обработке выходных данных расчета процесса сжатия, протекающего в центральной части экспериментального устройства. Такой расчет полезен и на этапе предварительной обработки экспериментальных данных — для оценки давления в исследуемом образце на момент его рентгенографирования, и для моделирования рентгеновских снимков сжатых образцов, которые используются при разработ-

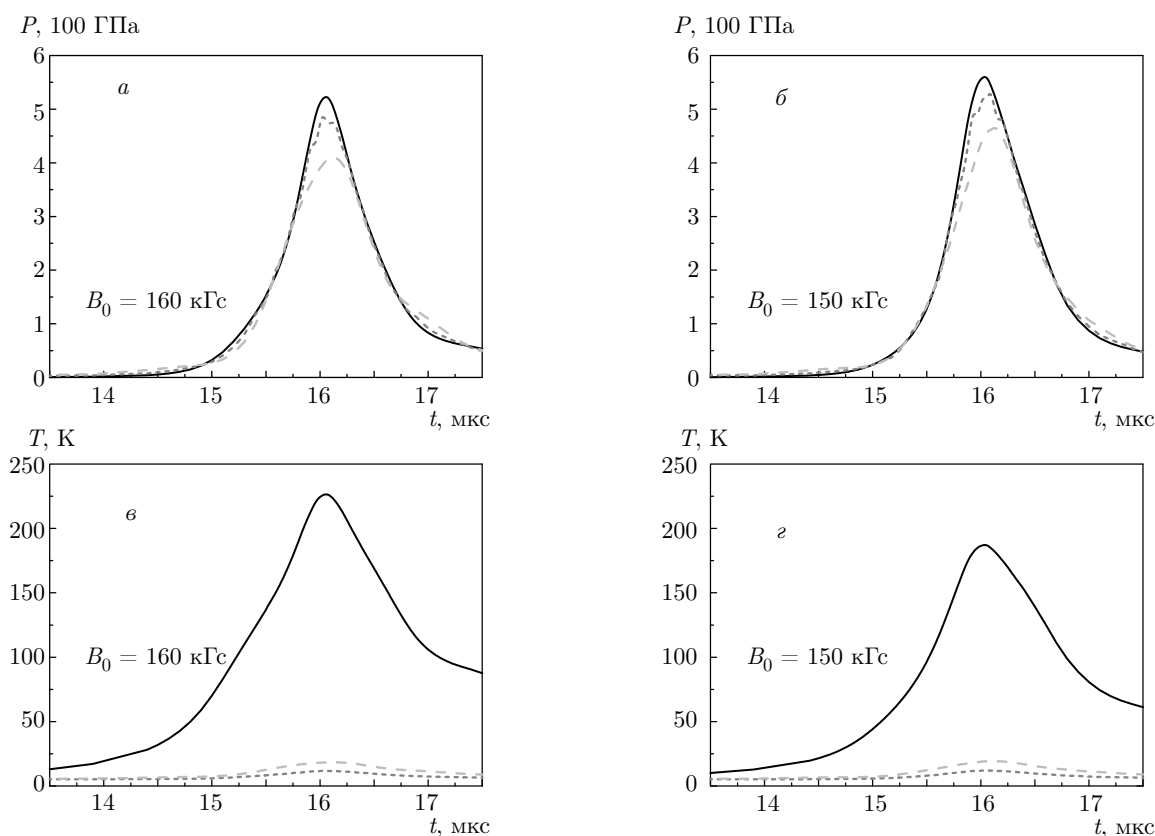


Рис. 5. Зависимости от времени давления $P(\rho_{av})$ (а,б) и температуры $T(\rho_{av})$ (в,г) при начальных радиусах сжимаемых слоев $R^{H_2} = 7.35$ мм, $R^{WNiCu.1} = 7.50$ мм, $R^{Al} = 9.00$ мм, $R^{WNiCu.2} = 9.15$ мм, $R^{Cu} = 10.90$ мм: сплошные линии для протия H_2 и дейтерия D_2 ; пунктирные — для WNiCu; штриховые — для Al

ке новых конструкций камеры сжатия и их оптимизации.

Расчет работы устройства изоэнтропического сжатия проводится на основе программного комплекса [41], традиционно используемого во ВНИИЭФ для моделирования работы устройств на основе МК-генераторов. В состав комплекса входят одномерный лагранжев МГД-код и библиотека широкодиапазонных определяющих соотношений — УРС, законов проводимости, механических характеристик.

Представленные на рис. 5а,б графики расчетной зависимости от времени величины $P(\rho_{av})$ для различных веществ внутри камеры сжатия иллюстрируют возможности генерации и измерения давления в исследуемом веществе при использовании описываемого устройства сжатия. Здесь ρ_{av} — плотность образца, усредненная по объему центральной части камеры сжатия, где образец сжат однородно вдоль оси камеры, а $P(\rho_{av})$ — давление на изоэнтропе, соответствующей тому или иному веществу. Видно,

что на восходящей и нисходящей частях импульса сжатия существует достаточно большой промежуток времени, когда давления в исследуемом изотопе и в эталоне различаются сравнительно мало. Вблизи максимума сжатия разница возрастает. При обработке экспериментальных данных эти различия учитываются введением градиентной поправки.

На рис. 5в,г приведены аналогичные расчетные графики для температуры $T(\rho_{av})$ на изоэнтропе, которые показывают, что температуры протия и дейтерия в максимуме сжатия составляют лишь несколько сот градусов, т. е. исследуемое вещество при сжатии остается в конденсированном состоянии. Время отсчитывается от начала компрессии магнитного потока генератором МК-1.

На рис. 6а,б в качестве примера показан в эйлеровых координатах радиальный профиль давления внутри камеры сжатия на расчетный момент времени, когда в исследуемом веществе достигаются давления в несколько сот гигапаскалей. Профиль захватывает также второй контрастер и часть обжи-

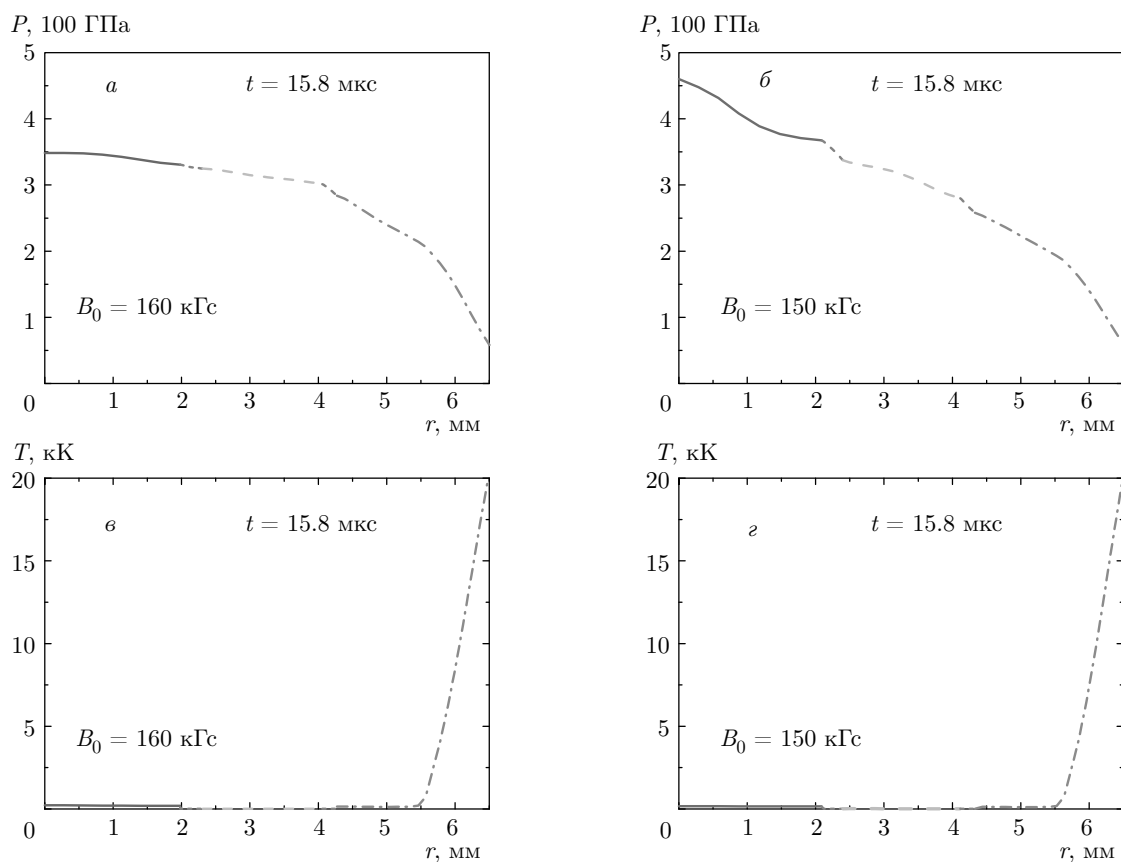


Рис. 6. Расчетные профили давления (*а, б*) и температуры (*в, з*) внутри камеры сжатия на момент времени, когда в исследуемом протии (*а, в*) достигаются давления, близкие к 350 ГПа, а в дейтерии (*б, з*) — к 400 ГПа. Значения начальных радиусов сжимаемых слоев такие же, как на рис. 5. Сплошные линии для H_2 и D_2 ; пунктирные — для WNiCu; штриховые — для Al, штрихпунктирные — для Cu

мающей трубки (показана штрихпунктирной линией).

Аналогичный температурный профиль приведен на рис. 6в,з. Видно, что в стенке камеры сжатия толщина скин-слоя остается меньше толщины самой стенки, что также обеспечивает изоэнтропичность процесса.

5. РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА

Типичная схема эксперимента с радиографической регистрацией сжатия приведена на рис. 7. Здесь показаны основные элементы, имеющие непосредственное отношение к радиографической методике. Данные получаются путем просвечивания объекта коротким импульсом тормозного излучения бетатрона БИМ-234 [44, 45] с регистрацией теневого изображения на рентгеновской пленке или на фотохромной пластине. Регистратор представляет со-

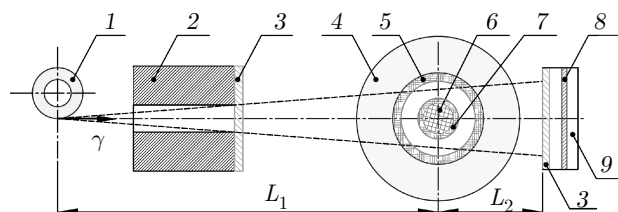


Рис. 7. Схема рентгенографирования: 1 — бетатрон; 2 — канал вывода излучения с коллиматором; 3 — защита от продуктов взрыва; 4 — заряд ВВ; 5 — соленоид МК-генератора (второй каскад не показан, чтобы не загромождать рисунок); 6 — сжимаемые образцы; 7 — обжимающая трубка; 8 — кассета; 9 — контейнер; $L_1 = 5$ м, $L_2 = 1.25$ м

бой взрывозащищенный контейнер с расположенной внутри него кассетой с фоточувствительными элементами.

В ранних опытах в качестве контейнера использовалась массивная железная обойма (см. рис. 2),



Рис. 8. Взрывозащищенная камера, используемая для размещения регистров изображений рентгенографируемого устройства при проведении взрывных экспериментов

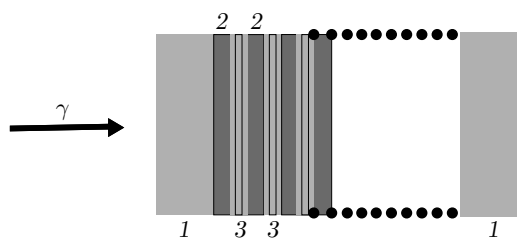


Рис. 9. Схема регистратора на основе фотохромной пластины: 1 — защитный слой; 2 — тантал; 3 — пластина

снабженная прозрачными для рентгеновского излучения алюминиевыми экранами, защищающими ее содержимое от воздействия ударной волны и продуктов взрыва. В последнее время в качестве контейнера используется изображенное на рис. 8 специальное защитное устройство, в котором располагается кассета с фотохромными пластинами в комбинации с конвертирующими танталовыми экранами, как это показано на рис. 9.

Большим преимуществом фотохромных пластин по сравнению с пленками является широкий динамический диапазон, превышающий четыре порядка и позволяющий получать целостные снимки контрастных объектов [46]. Кроме того, каждую пластину для записи изображения можно использовать многократно.

Рисунок 10, на котором показаны рентгенограммы одного из опытов с протием, а также с дейтерием дает представление о хорошем качестве большинства получаемых снимков.

Полученное на пленке или пластине рентгеновское изображение оцифровывается и подвергается математической обработке. Обработывая изображе-

ния, мы используем нелинейную фильтрацию. При этом параметры фильтров зависят от пространственных координат на рентгеновском снимке. Для каждого из снимков строится денситограмма в виде зависимости плотности почернения пленки от радиального расстояния. По расположению ее минимумов определяются необходимые размеры. На рис. 11 приведена характерная денситограмма, соответствующая сжатию исследуемого образца примерно до 500 ГПа. Пары коротких и длинных вертикальных отрезков на рисунке отмечены минимумы, расстояния между которыми соответствуют искомым поперечным размерам образцов.

Для учета систематической погрешности, обусловленной конечными размерами источника излучения и разрешением регистратора, используются данные рентгенографирования имитатора — объекта со специально подобранным составом и формой, рентгенографирование которого в нормальных условиях дает такое же изображение, как и рентгенографирование устройства сжатия при проведении опыта.

По результатам обработки находятся значения внешнего радиуса r^{Al} алюминиевого цилиндра и внутреннего радиуса r контрастирующего цилиндра (см. рис. 4), совпадающего с радиусом исследуемого образца (r^{H_2} или r^{D_2}). Используемая нами методика позволяет измерять эти величины с точностью до сотых долей миллиметра [47], а сами измеренные значения лежат в интервале от 1.5 мм до 7 мм.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СЖАТЫХ ОБРАЗЦОВ

В выходном файле программного комплекса, используемого нами для моделирования процесса сжатия, среди прочих данных содержатся зависимости от времени радиусов r^{Al} и r . Используя их, можно построить расчетную диаграмму $r^{Al}-r$, соответствующую тому или иному из проведенных опытов. Каждая ее точка дает значения указанных радиусов в определенный момент процесса сжатия. Диаграмма лежит в той же плоскости, что и точка, построенная по результатам обработки полученного в опыте рентгеновского снимка. На рис. 12 показана диаграмма $r^{Al}-r$, построенная для одного из проведенных опытов с протием (рис. 12а) и дейтерием (рис. 12б), в сопоставлении с соответствующей экспериментальной точкой. Начальное поле в этих экспериментах было близко к оптимальному значению.

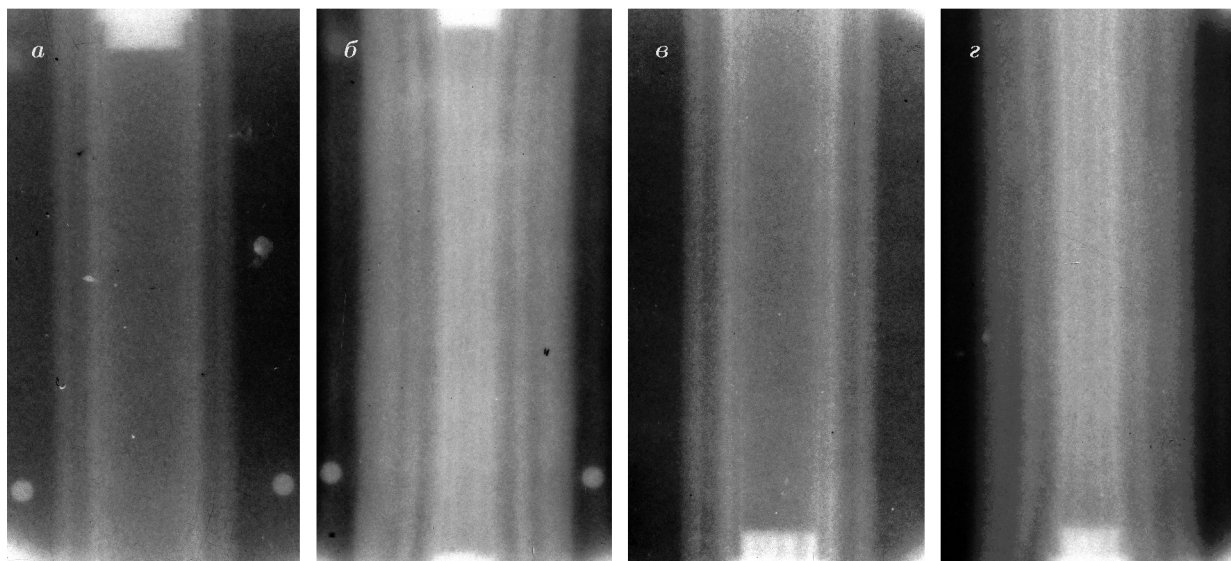


Рис. 10. Экспериментальные рентгенограммы одного из опытов с протием (а,б) и дейтерием (в,г): а и в — предварительный снимок (образцы в начальном состоянии); б и г — снимок в момент сжатия (соответствует давлению примерно 4 Мбар)

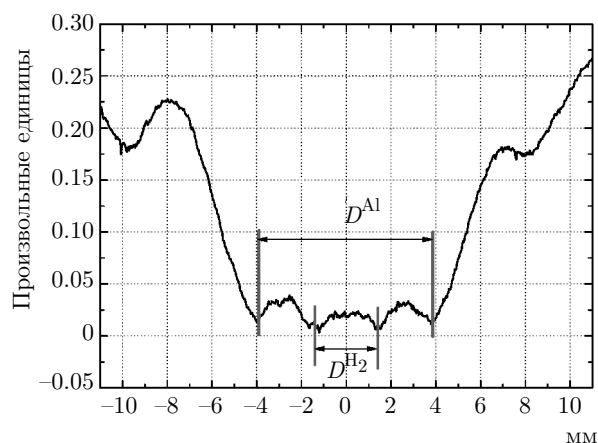


Рис. 11. Денситограмма, соответствующая рентгеновскому снимку, полученному в одном из проведенных опытов с протием

Форма и положение диаграммы зависят от определяющих соотношений, используемых в программном комплексе для описания свойств веществ, находящихся в центральной части устройства сжатия. Для всех этих веществ, кроме исследуемого, адекватность используемых определяющих соотношений была подтверждена в предыдущих работах [48–50]. Таким образом, если говорить об экспериментах с изотопами водорода, то форма расчетной диаграммы $r^{\text{Al}}-r$ и ее близость к экспериментальной точке определяются лишь используемым в

расчете УРС исследуемого вещества. В библиотеке комплекса содержатся УРС протия и дейтерия, записанные в форме Ми–Грюнайзена, с набором констант для нулевой изотермы. Последняя строилась по экспериментальным точкам с использованием теории Ми–Грюнайзена–Дебая (см., например, работу [22]). Сначала для каждой точки из полного давления вычитались давление нулевых колебаний решетки и тепловая составляющая, которая в нашем случае оказывается малой из-за низкой начальной температуры исследуемого образца. После этого вклад статической решетки кристалла в давление записывался в виде функции Винэ [51]:

$$P_{sl} = 3K_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-2/3} \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/3} \right] \times \exp \left\{ \frac{3}{2} (K_1 - 1) \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/3} \right] \right\}.$$

Значения ее подгоночных параметров, определенные (методом наименьшего квадратичного отклонения) из условия согласования, как с данными работы [22], полученными на алмазных наковальнях, так и с результатами динамических опытов по изотропическому сжатию [33], оказались таковы [34]:

$$K_0 = 0.744 \text{ ГПа}, \quad K_1 = 5.868,$$

$$V_0 = 17.825 \text{ см}^3/\text{моль}$$

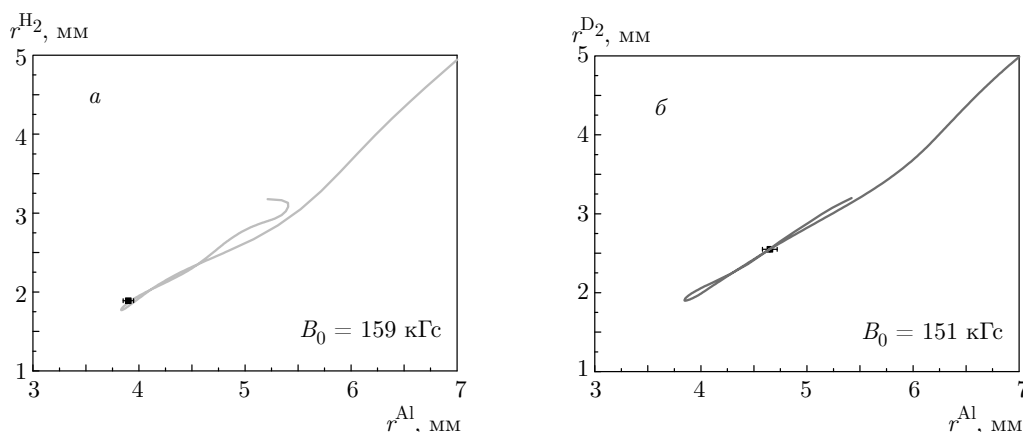


Рис. 12. Расчетные диаграммы $r^{\text{Al}}-r$ (сплошные линии) для одного из опытов с протием (а) и дейтерием (б) в сопоставлении с экспериментальной точкой. Расчет проводился на основе кривой, аппроксимирующей данные экспериментов по статическому [22] и изотермическому [34] сжатию протия (а) и дейтерия (б)

для H_2 и

$$K_0 = 0.817 \text{ ГПа}, \quad K_1 = 5.959,$$

$$V_0 = 16.875 \text{ см}^3/\text{моль}$$

для D_2 . Сумма давления статической решетки и вклада нулевых колебаний дает искомую нулевую изотерму исследуемого вещества.

Как видно на рис. 12, с учетом измерительных погрешностей расчетная диаграмма хорошо согласуется с экспериментальной точкой. Аналогичная картина наблюдается и для остальных проведенных экспериментов. Такая согласованность свидетельствует об адекватности используемых нами УРС протия и дейтерия для описания процесса сжатия и, в частности, для нахождения градиентной поправки²⁾.

По найденному из рентгеновского снимка значению радиуса r вычисляется площадь поперечного сечения исследуемого образца, а следовательно, и величина δ его сжатия: $\delta = (R/r)^2$. Здесь R —

начальный внутренний радиус контрастера. Плотность сжатого изотопа равна $\rho = \rho_0 \delta$, где ρ_0 — кристаллическая плотность изотопа при нормальном давлении и гелиевой температуре, равная, как это было пояснено выше, $0.088 \pm 0.001 \text{ г/см}^3$ для H_2 и $0.202 \pm 0.001 \text{ г/см}^3$ для D_2 . Давление в исследуемом образце определяется по формуле

$$P = P^{\text{Al}}(\delta^{\text{Al}})(1 + \varepsilon).$$

Здесь ε — относительная градиентная поправка, а $P^{\text{Al}}(\delta^{\text{Al}})$ — выражение для «холодной» изоэнтропы алюминия, соответствующее работе [36], причем δ^{Al} — сжатие алюминия по отношению к его нормальной плотности. Значение внешнего радиуса контрастирующего цилиндра r^{W} , необходимое для вычисления сжатия алюминия, находится из условия равенства давлений в эталоне и в контрастере:

$$P^{\text{Al}}(\delta^{\text{Al}}) = P^{\text{W}}(\delta^{\text{W}}),$$

где δ^{W} — сжатие вольфрамового сплава. (Как показывают расчеты, отличие найденного таким образом значения от истинного не превосходит 0.01 мм, т. е. в разы меньше погрешности измерения.) Выражение для изоэнтропы вольфрамового сплава выбрано в виде, рекомендованном в работе [53]. Значения входящих в него параметров — коэффициентов соответствующего $D(U)$ -соотношения — взяты нами из сборника [54], где они приведены для интересующего нас интервала давлений. Варьирование этих параметров в пределах погрешностей, с которыми они обычно измеряются, на результатах измерений заметным образом не сказывается. По значениям r^{Al} и

²⁾ В экспериментах по квазиизоэнтропическому сжатию для описания процесса зачастую используют УРС водорода в форме Копышева–Хрусталева [52], что вполне оправданно, так как это широкодиапазонное УРС хорошо описывает водородную плазму высокой плотности, обычно регистрируемую в этих опытах. Что же касается изоэнтропического сжатия, т. е. области высоких давлений, но низких температур (соответствующих конденсированному веществу), то здесь при описании процесса сжатия более подходящим представляется использование УРС, основанного непосредственно на экспериментальных данных, относящихся к указанной области давлений и температур. Таковым и является УРС с константами «холодной» части, взятыми из работы [34].

r находим сжатие δ^{Al} , а по нему — давление $P^{Al}(\delta^{Al})$ и, с учетом ε , давление P в исследуемом веществе.

Градиентная поправка находится следующим образом. С помощью программного комплекса рассчитывается процесс, происходящий в центральной части устройства сжатия. В исходные данные расчета среди прочих входят значения начальной температуры и начального поля генератора, измеренные в рассматриваемом эксперименте. По расчетным зависимостям $r(t)_{calc}$ и $r^{Al}(t)_{calc}$ радиусов исследуемого и эталонного образцов от времени в плоскости $r^{Al}-r$ строится соответствующая «траектория» ($r^{Al}-r$ -диаграмма). Здесь же наносится экспериментальная точка $(r_{exp}^{Al}; r_{exp})$ с указанием погрешностей ее измерения, как это проиллюстрировано выше на рис. 12. Затем ищем точку на «траектории», ближайшую к экспериментальной. При этом может оказаться, что на $r^{Al}-r$ -диаграмме имеется не одна, а две точки, находящиеся на локально минимальном расстоянии от точки экспериментальной. (Одна из них, например, соответствует восходящей части импульса сжатия, а другая — нисходящей.) В таком случае следует выбрать ту из двух точек, для которой соответствующий ей момент времени наиболее близок к моменту рентгенографирования. Выбранной точке соответствуют расчетные величины r_{calc} и r_{calc}^{Al} . Для их значений по изложенной выше процедуре вычисляем δ_{calc} и $P^{Al}(\delta_{calc}^{Al})$. Находим расчетное давление в изотопе водорода, $P(\delta_{calc})$, воспользовавшись выражением для его холодной изоэнтропы, построенным в соответствии с работой [34]. Относительная градиентная поправка равна

$$\varepsilon = \frac{P(\delta_{calc}) - P^{Al}(\delta_{calc}^{Al})}{P^{Al}(\delta_{calc}^{Al})}.$$

В данной работе, как и в недавно проведенной серии опытов по изоэнтропическому сжатию против [55], градиентная поправка для точек, лежащих выше 100 ГПа, находилась из расчетов, в которых использовалось УРС с константами, полученными в работе [34]. В самих же исследованиях [33, 34] она вычислялась с применением УРС, основанного на нулевой изотерме [22]. Поэтому для таких точек мы пересчитали градиентную поправку к давлениям, полученным в работах [33, 34], воспользовавшись УРС, основанным на кривой холодного сжатия работы [34].

После того как искомая кривая холодного сжатия будет окончательно построена, градиентную поправку следует пересчитать с использованием построенной кривой, чтобы сделать процедуру отыскания поправки самосогласованной.

Погрешность измерения плотности, рассматриваемая как функция переменных ρ_0 и δ , равна

$$\Delta\rho = \rho\sqrt{(\Delta\rho_0/\rho_0)^2 + (\Delta\delta/\delta)^2}.$$

В используемом нами методе точность вычисления сжатия, как и давления, определяется прежде всего точностью измерения поперечных размеров алюминиевой и контрастирующей оболочек в начальном и сжатом состояниях. Погрешности Δr и Δr^{Al} измерения радиусов сжатых оболочек почти на порядок превышают погрешность измерения начальных радиусов, составляющую несколько микрометров. Поэтому последней можно пренебречь, а погрешность измерения сжатия в таком случае равна

$$\Delta\delta = 2\delta\Delta r/r.$$

Прежде чем говорить о вычислении погрешности ΔP измерения давления, необходимо отметить следующее. Деформация расчетной $r^{Al}-r$ -диаграммы, вызванная варьированием начального поля МК-генератора в пределах его измерительной погрешности, не приводит к значительным изменениям градиентной поправки. Поэтому, вычисляя ΔP , можно не учитывать неточность измерения поля B_0 . Пренебрежимо малыми по сравнению с вкладом, вносимым в ΔP погрешностями измерения радиусов r^{Al} и r , оказываются также вариации давления, обусловленные погрешностями измерения параметров изоэнтропы эталонного вещества.

Таким образом, при вычислении погрешности измерения давления ΔP достаточно учитывать лишь величины Δr^{Al} и Δr . Для нахождения ΔP координаты точки $(r^{Al}; r)$ изменяются соответственно на $\pm\Delta r^{Al}$ и $\pm\Delta r$. В результате в плоскости $r^{Al}-r$ получаются четыре точки, слегка смещенные относительно исходной. Для каждой из них изложенным выше способом находится давление P в исследуемом образце. Величина ΔP находится далее аналогично тому, как вычисляется погрешность для функции нескольких переменных (в данном случае такими переменными являются радиусы r и r^{Al}):

$$\Delta P = \sqrt{(\Delta P_1)^2 + (\Delta P_2)^2},$$

где

$$\Delta P_1 = \frac{1}{2} [P(r + \Delta r, r^{Al}) - P(r - \Delta r, r^{Al})],$$

$$\Delta P_2 = \frac{1}{2} [P(r, r^{Al} + \Delta r^{Al}) - P(r, r^{Al} - \Delta r^{Al})].$$

После проведения эксперимента по изоэнтропическому сжатию в описанной выше постановке можно получить точку в плоскости $P-\delta$ на исследуемой

Таблица 1

Изотоп	ρ/ρ_0 , отн. ед.	P , ГПа	Ссылка
H_2	2.42 ± 0.11	5 ± 2	[34]
	3.87 ± 0.04	23 ± 9	[55]
	6.61 ± 0.10	77 ± 16	[34]
	9.80 ± 0.42	182 ± 24	[55]
	10.72 ± 0.72	228 ± 26	[34]
	11.69 ± 0.22	240 ± 27	[55]
	15.39 ± 0.33	409 ± 64	[55]
	16.78 ± 0.80	525 ± 45	[34]
	17.62 ± 1.30	524 ± 26	[34]
D_2	6.42 ± 0.14	100 ± 15	[34]
	8.20 ± 0.42	148 ± 34	Данная работа
	8.55 ± 0.51	168 ± 14	[34]
	10.61 ± 0.20	293 ± 59	[34]
	13.38 ± 1.07	447 ± 63	Данная работа
	13.68 ± 1.18	441 ± 52	[34]
	14.61 ± 1.14	530 ± 11	[34]

изоэнтропе. Изменяя от эксперимента к эксперименту моменты времени рентгенографирования, получаем набор точек, соответствующий холодной изотропе изучаемого вещества.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

С применением описанного выше устройства и рентгенографической измерительной методики была выполнена серия экспериментов с целью исследования нулевых изотерм протия и дейтерия в интервале давлений от 10 до 500 ГПа [33, 34]. Затем с этой же целью была проведена дополнительная серия экспериментов с протием [55] и с дейтерием (данная работа).

Результаты всех опытов представлены в табл. 1. При ее составлении учтены небольшие (на уровне нескольких процентов) изменения в давлениях относительно работы [34], вызванные упомянутым выше пересчетом градиентной поправки. На рис. 13 результаты показаны в виде экспериментальных точек диаграммы давление–сжатие. На нем представлены также результаты, полученные на алмазных наковальнях [20, 22]. Сплошными линиями на рис. 13 показаны нулевые изотермы, построенные в рабо-

Таблица 2

Изотоп	ρ , г/см ³	P , ГПа (расчет)	Ссылка
D_2	1.63 ± 0.10	160 ± 20	[58]
	1.65 ± 0.07	170 ± 20	[58]
	1.78 ± 0.13	226 ± 25	Новые данные
	1.89 ± 0.08	260 ± 25	[58]
	2.58 ± 0.25	460 ± 25	Новые данные

те [34] с учетом результатов как статических опытов [20, 22], так и опытов по изоэнтропическому сжатию [33, 34]. Штриховыми линиями показана экстраполяция в мегабарную область нулевой изотермы, полученной на алмазных наковальнях [22]. Пунктиром обозначена кривая холодного сжатия, предложенная для молекулярных и атомарных фаз протия и дейтерия в рамках полуфеноменологического подхода [56]. Штрихпунктирная линия на рис. 13б — нормальная изотерма дейтерия, построенная в работе [57] с привлечением теории функционала плотности и методов молекулярной динамики.

На рис. 13б также показаны представленные в табл. 2 данные, полученные в экспериментах по квазиизоэнтропическому сжатию газообразного дейтерия с начальной плотностью $\rho_0 = 0.039 \pm 0.001$ г/см³ и при начальном давлении $P_0 = 25$ МПа в цилиндрическом взрывном устройстве [58]. Плотность исследуемого дейтерия в этих опытах находилась с помощью рентгенографической методики, а давление определялось из газодинамических расчетов. Информация из рентгеновских снимков, так же как и в описываемых опытах с твердыми протием и дейтерием, извлекалась путем их оцифровки на сканере при дальнейшей компьютерной обработке, выполненной в единой манере для всех снимков. Как видно из рис. 13б, все точки, относящиеся к плотному газообразному дейтерию, расположены левее кривой холодного сжатия [34], как и следовало ожидать вследствие большей тепловой составляющей давления в опытах в работе [58] по сравнению с изоэнтропическим сжатием.

Представленные нами данные не указывают на какие-либо аномалии в поведении кривых холодного сжатия протия и дейтерия при давлениях до 500 ГПа. Видно, что с нулевой изотермой [34] достаточно хорошо согласуются все экспериментальные

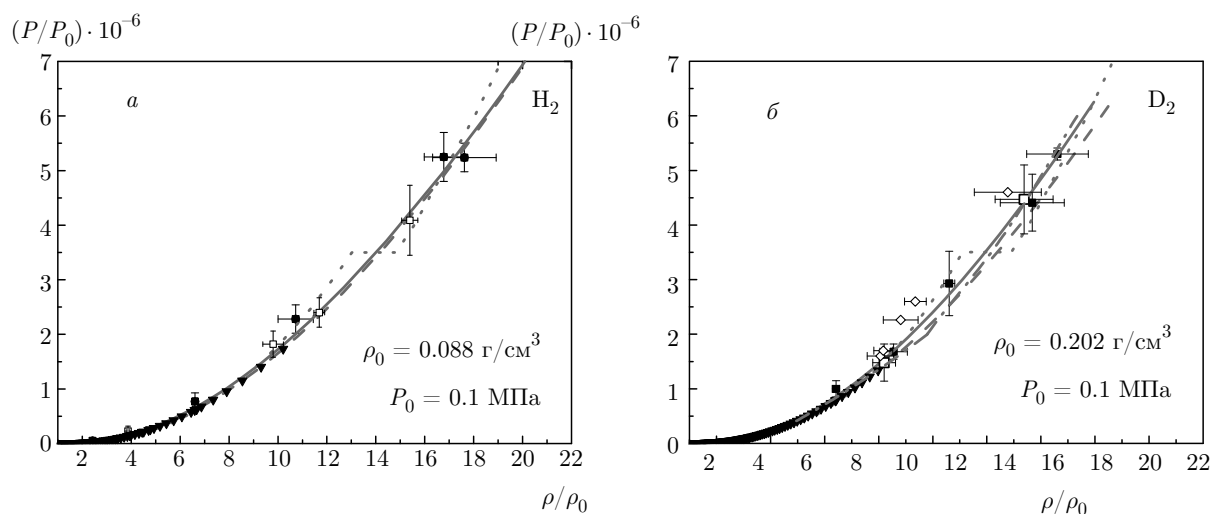


Рис. 13. P - ρ -диаграммы протия (а) и дейтерия (б). а) Изоэнтropicное сжатие: $\square$ — [55]; $\blacksquare$ — [33, 34]; сплошная кривая — нулевая изотерма из [34]. Алмазные наковальни: $\blacktriangledown$ — [20, 22]; штриховая кривая — экстраполяция результатов, полученных на наковальнях; пунктирная — полуфеноменологический подход [56]. б) $\square$ — данная работа; $\diamond$ — [58]; $\blacktriangledown$ — [22]; штрихпунктир — расчеты *ab initio* [57]; остальные обозначения такие же, как на рис. а

точки, в том числе и те, что получены уже после построения этой изотермы. В пределах погрешностей измерений точки согласуются и с нулевой изотермой [22], хотя некоторые из них лежат несколько выше этой кривой. Хуже их расположение согласуется с полуфеноменологической нулевой изотермой [56], в соответствии с которой на участке от 300 до 400 ГПа должен происходить переход кристалла из молекулярной фазы в атомарную со значительным (около 14 %) скачком плотности. Согласно работе [22], скачок плотности будет в несколько раз меньше и должен наблюдаться при давлениях, превосходящих 600 ГПа.

Наблюдается согласие наших данных по изоэнтropicному сжатию твердого дейтерия с расчетной изотермой [57]. Отметим также, что построенные в работе [34] по результатам проведенных экспериментов кривые сжатия статических решеток протия и дейтерия находятся в хорошем согласии и с результатами расчетов *ab initio* [59–63], как это видно на рис. 14. Наблюдаемое практическое совпадение экспериментальных кривых друг с другом говорит о том, что вклад статической решетки в полное давление у обоих изотопов один и тот же, что, в свою очередь, указывает на одинаковость или близость их кристаллических структур в исследуемой области давлений.

Полученные нами к настоящему времени точки исследуемой холодной изоэнтropy достаточно равномерно распределены по шкале давлений. Неко-

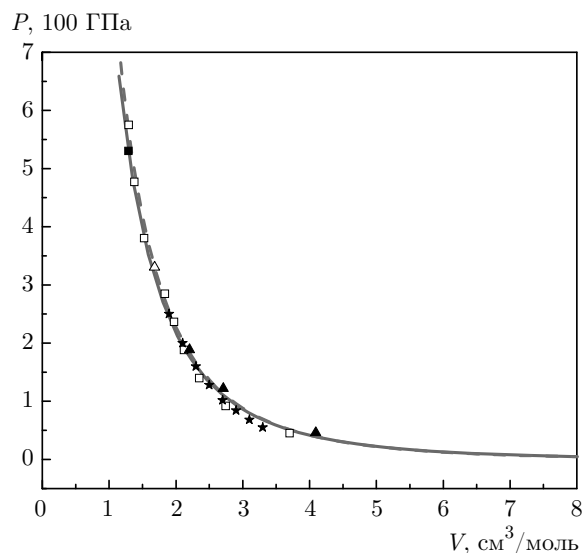


Рис. 14. Сравнение экспериментально построенных кривых холодного давления статической решетки для H_2 (сплошная кривая) и D_2 (штриховая) с расчетами *ab initio*: $\square$ — [59]; $\triangle$ — [60]; $\blacksquare$ — [63]; $\star$ — [61]; $\blacktriangle$ — [62]

торая немонотонность в расположении двух крайних точек на диаграмме протия (рис. 13а) может рассматриваться как указание на возможный фазовый переход. Например, согласно опубликованным результатам расчетов [64], выполненным методом квантового Монте-Карло, диссоциация молекул в конденсированном водороде может происходить

при давлении, превосходящем 500 ГПа. Для того чтобы сделать более определенные выводы для обоих изотопов о ходе кривых холодного сжатия при давлениях выше 500 ГПа, необходимо провести отдельную серию экспериментов. При этом можно получить важную информацию о сжимаемости конденсированных протия и дейтерия как раз в той области давлений, при которых ожидается переход молекулярной фазы в атомарную.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов по изотропическому сжатию твердых протия и дейтерия исследованы их свойства в диапазоне от 10 до 550 ГПа. Полученные данные относятся к холодной изотропе, проходящей в плоскости P – ρ через начальную точку (0.088 г/см³; 0.1 МПа) в случае протия и (0.202 г/см³; 0.1 МПа) в случае дейтерия.

Анализ полученных данных не выявил каких-либо аномалий в поведении нулевой изотермы обоих изотопов. Представляется интересным расширить исследуемый диапазон давлений в область выше 550 ГПа, где по теоретическим предсказаниям не исключены переходы из молекулярного кристалла в молекулярную жидкость (плавление давлением), а из молекулярной жидкости в атомарную (фазовый переход жидкость–жидкость), которая, в свою очередь, может при дальнейшем повышении давления перейти в атомарный кристалл. Однако расчетные скачки плотности при этом составляют несколько процентов, и для их надежной фиксации нужно существенно повысить точность регистрации рентгенографическими методами либо перейти к использованию других методик и устройств.

Финансирование. Работа выполнена за счет средств МНТЦ (проекты №№ 2564, 2564.2) и РФЯЦ-ВНИИЭФ, а также Государственных контрактов с корпорацией «Росатом».

Результаты работы доложены на семинаре, руководимом В. П. Незнамовым и Б. А. Надыкто в Институте теоретической и математической физики РФЯЦ-ВНИИЭФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, *Экстремальные состояния вещества*, Физматлит, Москва (2009).
2. E. Wigner and H. B. Huntington, J. Chem. Phys. **3**, 764 (1935).
3. N. W. Ashcroft, Phys. Rev. Lett. **21**, 1748 (1968).
4. E. Babaev, A. Sudbø, and N. W. Ashcroft, Nature **431**, 666 (2004).
5. S. A. Bonev, E. Schwegler, T. Ogitsu, and G. Galli, Nature **431**, 669 (2004).
6. E. Gregoryanz, A. F. Goncharov, K. Matsuishi et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 175701 (2003).
7. S. Deemyad and I. F. Silvera, Phys. Rev. Lett. **100**, 155701 (2008).
8. M. I. Eremets and I. A. Troyan, Письма в ЖЭТФ **89**, 198 (2009).
9. M. I. Eremets and I. A. Troyan, Nature Mater. **10**, 927 (2011).
10. R. T. Howie, C. L. Guillaume, T. Scheler et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 125501 (2012).
11. P. Loubeyre, S. Brygoo, J. Eggert et al., Phys. Rev. B **86**, 144115 (2012).
12. M. Zaghoo, A. Salamat, and I. F. Silvera, Phys. Rev. B **93**, 155128 (2016).
13. R. P. Dias and I. F. Silvera, Science **355**, 715 (2017).
14. P. M. Celliers, M. Millot, S. Brygoo et al., Science **361**, 677 (2018).
15. Е. Г. Максимов, Ю. И. Шилов, УФН **169**, 1223 (1999).
16. J. M. McMahon, M. A. Morales, C. Pierleoni, and D. M. Ceperley, Rev. Mod. Phys. **84**, 1607 (2012).
17. А. Н. Утюж, А. В. Михеенков, УФН **187**, 953 (2017).
18. P. W. Bridgman, *The Physics of High Pressure*, Bell, London (1952).
19. A. Jayaraman, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1013 (1986).
20. Yuichi Akahama, Manabu Nishimura, Haruki Kawamura et al., Phys. Rev. B **82**, 060101(R) (2010).
21. S. J. Clark, G. J. Ackland, and J. Crain, Phys. Rev. B **52**, 15035 (1995).
22. P. Loubeyre, R. LeToullec, D. Hausermann et al., Nature **383**, 702 (1996).
23. Л. В. Альтшулер, УФН **85**, 197 (1965).
24. A. N. Mostovych, Y. Chan, T. Lehecha et al., Phys. Plasmas. **8**, 2281 (2001).

25. Р. Ф. Трунин, Г. В. Борисков, А. И. Быков и др., ЖЭТФ **76**(7), 90 (2006).
26. Р. Ф. Трунин, В. Д. Урлин, А. Б. Медведев, УФН **180**, 605 (2010).
27. B. K. Godwal, S. K. Sikka, and R. Chidambaram, Phys. Rep. **102**, 121 (1983).
28. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., ЖЭТФ **75**, 1683 (1978).
29. М. А. Мочалов, Р. И. Ильяев, В. Е. Фортов и др., Письма в ЖЭТФ **107**, 173 (2018).
30. Г. В. Борисков, А. И. Быков, М. И. Долотенко и др., УФН **181**, 441 (2011).
31. С. Н. Ишмаев, И. П. Садилов, А. А. Чернышов и др., ЖЭТФ **84**, 394 (1983).
32. С. Н. Ишмаев, И. П. Садилов, А. А. Чернышов и др., ЖЭТФ **89**, 1249 (1985).
33. G. V. Boriskov, A. I. Bykov, N. I. Egorov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **121**, 072001(9) (2008).
34. G. V. Boriskov, A. I. Bykov, N. I. Egorov et al., Contrib. Plasma Phys. **51**, 339 (2011).
35. В. В. Матвеев, И. В. Медведева, В. В. Прут и др., Письма в ЖЭТФ **39**, 219 (1984).
36. R. G. Greene, H. Lue, and A. L. Ruoff, Phys. Rev. Lett. **73**, 2075 (1994).
37. Л. В. Альтшуллер, С. Б. Кормер, А. А. Баканова, Р. Ф. Трунин, ЖЭТФ **38**, 790 (1960).
38. В. А. Симоненко, Н. П. Волошин, А. С. Владимиров и др., ЖЭТФ **88**, 1452 (1985).
39. W. J. Nellis, J. A. Moriarty, A. C. Mitchell et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 1414 (1988).
40. G. V. Boriskov, V. I. Timareva, S. S. Sokolov, and A. I. Panov, in *Megagauss XI* (Proc. Eleventh Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, London, 10–14 September 2006), ed. by Ivor Smith and Bucur Novac, UK, London (2007), p. 269.
41. Г. В. Борисков, В. И. Тимарева, в сб. *VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии* (Саров, 21–24 марта 2006 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 516.
42. Г. В. Борисков, В. И. Тимарева, в сб. *VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии* (Саров, 21–24 марта 2006 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 509.
43. Г. В. Борисков, В. И. Тимарева, С. С. Соколов, в сб. *Мощные лазеры и исследования физики высоких плотностей энергии* (Труды междунар. конф. «Х Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 11–14 марта 2008 г.), под ред. С. Р. Гаранина, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2008), с. 285.
44. А. И. Павловский, Г. Д. Кулешов, Г. В. Склизков и др., ДАН СССР **160**, 68 (1965).
45. Y. 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. Vitkovitsky, USA, Piscataway NJ, IEEE (1998), p. 1663.
46. Н. И. Егоров, Ю. П. Куропаткин, Г. В. Борисков и др., в сб. *Применение лазерных технологий для решения задач по физике высоких плотностей энергии* (Международ. конф. «XX Харитоновские тематические научные чтения», 17–20 апреля 2018 г. Тезисы докладов), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2018), с. 151.
47. N. I. Egorov, G. V. Boriskov, A. I. Bykov et al., Contrib. Plasma Phys. **51**, 333 (2011).
48. A. I. Pavlovskii, A. A. Karpikov, V. I. Mamyshev et al., in *Megagauss Fields and Pulsed Power Systems*, ed. by V. M. Titov and G. A. Shvetsov, Nova Sci. Publ., New York (1990), p. 163.
49. Г. В. Борисков, А. И. Быков, Н. И. Егоров и др., в сб. *Проблемы физики высоких энергий*, т. 2 (Труды междунар. конф. «XVIII Харитоновские тематические научные чтения», 19–22 апреля 2016 г. Сборник докладов), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2017), с. 187.
50. Г. В. Борисков, А. И. Быков, Н. И. Егоров и др., Физика горения и взрыва **54**(5), 18 (2018).
51. P. Vinet, J. Ferrante, J. R. Smith, and J. H. Rose, J. Phys. C **19**, L467 (1986).
52. В. П. Копышев, В. В. Хрусталева, ПМТФ вып. 1, 122 (1980).
53. Л. В. Альтшуллер, С. Е. Брускин, Е. А. Кузьменков, ПМТФ вып. 1, 134 (1987).
54. Р. Ф. Трунин, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов, Г. В. Симаков, в сб. *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ*, под ред. Р. Ф. Трунина, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2006), с. 260.

55. Г. В. Борисков, А. И. Быков, Н. И. Егоров и др., в сб. *Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны* (Труды междунар. конф. «XVII Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 23–27 марта 2015 г.), ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2015), с. 187.
56. В. П. Копышев, В. Д. Урлин, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния веществ*, под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова, Наука, Москва (2000), с. 297.
57. A. Becker, N. Nettelmann, B. Holst, and R. Redmer, *Phys. Rev. B* **88**, 0451229 (2013).
58. М. В. Жерноклотов, В. А. Аринин, В. Н. Бузин и др., в сб. *65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. Научное издание*. Вып. 2, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров (2011), с. 178.
59. T. W. Barbee III, A. Garcia, and M. L. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1150 (1989).
60. V. Natoli, R. M. Martin, and D. M. Ceperley, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1952 (1993).
61. E. Kaxiras and Z. Guo, *Phys. Rev. B* **49**, 11822 (1994).
62. V. Natoli, R. M. Martin, and D. M. Ceperley, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1601 (1995).
63. C. Pierleoni, D. M. Ceperley, and M. Holzmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 146402(4) (2004).
64. G. Mazzola, S. Yunoki, and S. Sorella, *Nature Comm.* **5**, 3487 (2014).