

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества

В.Е. Фортов

Физические свойства горячего плотного вещества в широкой области фазовой диаграммы представляют значительный интерес для астрофизики, физики планет, энергетики, управляемого термоядерного синтеза, для импульсных технологий, обороны и ряда специальных приложений. Применение мощных ударных волн в динамической физике и химии высоких давлений сделало состояния вещества с экзотически высокими плотностями энергии объектом лабораторных экспериментов и позволило продвинуться на многие порядки по шкале давлений, достигнув мегабарного и даже гигабарного диапазонов. Настоящее сообщение посвящено обзору последних экспериментальных исследований с помощью ударных волн неидеальной плазмы в условиях сильного коллективного межчастичного взаимодействия. Обсуждаются результаты изучения термодинамических, транспортных и оптических свойств, состава, электропроводности сильно сжатого и разогретого вещества. Рассмотрены экспериментальные методы кумуляции высоких плотностей энергии, генераторы мощных ударных волн и методы быстрой диагностики высокоэнергетичной плазмы. Обсуждаются стимулированные сжатием физические эффекты: ионизация давлением, плазменные фазовые переходы, деформация связанных состояний, просветление плазмы и т.д. Сделаны предложения для дальнейших исследований.

PACS numbers: 52.25.-b, 52.35.Tc, 64

Содержание

1. Пролог (347).
 2. Ударные волны и экстремальные состояния вещества (349).
 3. Неидеальная плазма (349).
 4. Ударно-волновое сжатие (350).
 5. Генераторы мощных ударных волн (352).
 6. Физические свойства вещества в экстремальных условиях (357).
 7. Заключение (366).
- Список литературы (366).

1. Пролог

Для меня большая честь принять участие в заседании редакционной коллегии журнала *УФН*, посвященном юбилею нашего выдающегося соотечественника академика В.Л. Гинзбурга, личность и работы которого в большой степени определили современный уровень и развитие физической науки в нашей стране. На меня, студента-первокурсника физтеха, сильнейшее впечатление произвела обзорная лекция Виталия Лазаревича, прочитанная им в 1962 г. и посвященная экстремальным



Фотография. Начало атомной эры (слева направо): Виталий Лазаревич Гинзбург, Лев Владимирович Альтшулер и Вениамин Аронович Цукерман (Арзамас-16 (Саров), у дома В.А. Цукермана, 1955 г.).

астрофизическим процессам. И в дальнейшем прямо или косвенно (главным образом через Льва Владимировича Альтшулера (на фотографии — в центре), Давида Абрамовича Киржница, Евгения Григорьевича Максимова и, конечно, через Семинар¹) личность этого замечательного человека во многом повлияла на род и направления моих научных пристрастий.

В.Е. Фортов. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, 127412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация
Тел. (495) 484-23-00, (495) 483-23-14
Факс (495) 485-79-90
E-mail: fortov@ras.ru; fortov@ihed.ras.ru

Статья поступила 18 декабря 2006 г.

¹ См. сноску на с. 345 этого выпуска *УФН*. (Примеч. ред.)

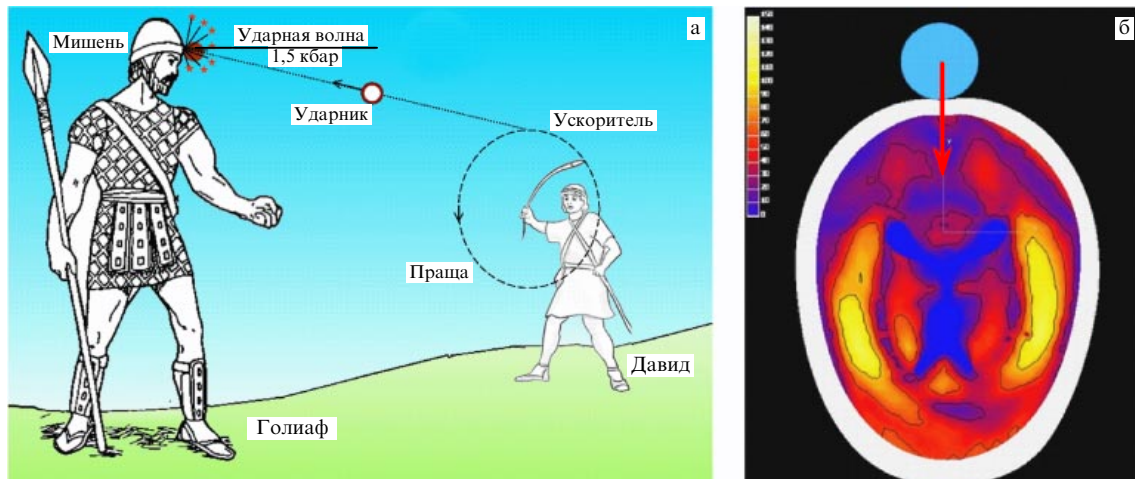


Рис. 1. Битва Давида с Голиафом [1], приблизительно 1000 г. до н.э. Библия, Ветхий Завет, 1-я книга Царств: (а) схематическое изображение битвы, (б) двухмерное компьютерное моделирование удара камня по голове Голиафа, выпущенного из пращи Давида (диаметр камня ~ 10 см, его масса $m \sim 500$ г и скорость камня $w \sim 20$ м с $^{-1}$).

Готовя это заседание редколлегии, мы договорились придерживаться "списка на начало XXI века", "физического минимума", сформулированного Виталием Лазаревичем в его Нобелевской лекции. Поэтому здесь я коснусь пунктов 3, 5 и 9 этого списка: 3 — "металлический водород, другие экзотические состояния вещества"; 5 — "некоторые вопросы физики твердого тела, переходы металл–диэлектрик" и 9 — "фуллерены".

Речь пойдет об экспериментах с мощными ударными волнами, основы которых заложил многолетний друг и коллега В.Л. Гинзбурга и мой учитель профессор Л.В. Альтшулер, работы которого составляют основу нового научного направления — динамической физики высоких давлений.

Хотя я не собираюсь особенно углубляться в историю, но не могу удержаться от ряда замечаний исторического характера. Согласно историческим изысканиям, по-видимому, первый успешный эксперимент (рис. 1) с мощными ударными волнами был выполнен более 3000 лет назад — во время битвы Давида и Голиафа [1]².

Согласно Ветхому Завету [1] и последующим двумерным газодинамическим расчетам на Супер-ЭВМ (рис. 1б), в результате высокоскоростного удара камня, выпущенного из пращи Давида, о голову Голиафа в последней возникла ударная волна с амплитудным давлением $\sim 1,5$ кбар. Это давление более чем в два раза превышало прочность лобной кости Голиафа, что и решило исход дуэли к вящей радости войска и народа Израилева.

Успешно найденная тогда, эта схема воздействия (рис. 1а) является основой всех последующих экспериментов в области динамической физики высоких давлений.

Применение более мощных и изощренных систем ускорения — химических и ядерных взрывчатых веществ

(ВВ), пороховых, легкогазовых и электродинамических "пушек", потоков заряженных частиц, лазерного и рентгеновского излучений и т.п. — позволило с библейских времен Давида поднять скорость метания ударников на три-четыре порядка, а давление в ударной волне — на шесть-восемь порядков, достигнув давлений мегабарно-гигабарно-диапазона.

В XX веке основное развитие физики ударных волн было тесно связано с вхождением нашей цивилизации в атомную, космическую и авиационную эры. Сильные ударные волны играют важную роль при гиперзвуковом движении самолетов и ракет, а также при вхождении космических аппаратов в атмосферы планет Солнечной системы. В ядерных зарядах мощные ударные волны используются для иницирования цепных ядерных реакций в сжатом ядерном топливе, а в термоядерных зарядах и в микромишенях управляемого термоядерного синтеза ударные и радиационные волны — основной инструмент для сжатия, разогрева и иницирования термоядерных реакций.

В Советском Союзе научная школа в области мощных ударных волн и физики высоких плотностей энергии была создана Нобелевским лауреатом Н.Н. Семеновым. Основной творческий вклад в эту область внесли наши выдающиеся ученые — Л.В. Альтшулер, Я.Б. Зельдович, Ю.Б. Харитон и А.Д. Сахаров. Двое из них — экспериментатор Л.В. Альтшулер и теоретик Я.Б. Зельдович — являются настоящими отцами физики ударных волн в конденсированных средах [2, 3]. Для меня большая честь быть с 1964 г. учеником, а затем и коллегой таких выдающихся личностей и ученых, с которыми мне довелось работать в этой захватывающей и многогранной области. Основным принцип научных работ сформулировал Юлий Борисович Харитон: "Мы должны знать в десять раз больше того, что требуется для решения практических задач".

Цель данного сообщения — изложить ряд последних научных результатов изучения плотной неидеальной плазмы высокого давления при помощи мощных ударных волн и рассказать о перспективах.

² Зная особый интерес нашего юбиляра к "вечнозеленой" теме связи науки и религии, первая ссылка этого обзора — ссылка на Ветхий Завет.

2. Ударные волны и экстремальные состояния вещества

Изучение сильносжатого разогретого вещества (плазмы) представляет интерес с принципиальной и прикладной точек зрения. С использованием плазмы высокого давления связывается разработка и реализация ряда перспективных энергетических проектов и устройств, таких, как мобильные ядерные реакторы и ядерные космические двигатели, магнитогидродинамические и магнитокумулятивные генераторы [4], устройства управляемого и "полууправляемого" термоядерного синтеза [5], в которых сжатая плазма играет ту же роль, что и сжатый водяной пар в тепловых машинах XIX века. Эти и ряд иных приложений являются постоянным прагматическим стимулом для изучения вещества в условиях сверхвысоких давлений и температур.

Помимо приложений, изучение сильносжатой плазмы расширяет наши общенаучные представления о фундаментальных свойствах материи [6], так как около 98 % вещества во Вселенной (без "темной" материи, если она существует) находится в сжатом и разогретом барионном состоянии. Коричневые карлики, пульсары, сверхновые рентгеновские источники, планеты-гиганты и недавно открытые внесолнечные экзопланеты состоят из громадных масс водорода, гелия и других веществ, сжатых гравитационными силами до гигантских давлений. Определяющая роль в лабораторном изучении таких состояний принадлежит сегодня ударным волнам.

Ударные волны имеют, по крайней мере, два важных преимущества при изучении сильносжатой плазмы:

1. Ударная волна не только сжимает, но одновременно и разогревает плазму, вызывая не только ее термическую ионизацию, но и ионизацию давлением.

2. Ввиду инерционного удержания ударно-сжатого вещества динамические методы не имеют ограничений по давлениям и позволяют получать экстремально высокие давления и температуры, не доступные в статических условиях.

Поэтому ударно-волновая техника играет сегодня ведущую роль в физике высоких плотностей энергии [2–9], позволяя получать для многих химических элементов и соединений амплитудные давления мегабарного-гигабарного диапазона. Этот диапазон максимальных динамических давлений на шесть порядков превосходит

давление в голове Голиафа после удара камня (см. рис. 1), на три порядка — давление в центре Земли и оказывается близким к давлению в центре Солнца и в мишенях инерционного термоядерного синтеза [5, 6]. Эти экзотические состояния вещества реализовались при рождении нашей Вселенной спустя несколько секунд после Большого взрыва [4, 6] (рис. 2). В определенном смысле можно считать, что последовательно увеличивая давление и температуру в лабораторных экспериментах мы как бы двигаемся вспять по оси времени, приближаясь к моменту рождения нашей Вселенной — Большому взрыву.

3. Неидеальная плазма

Предметом нашего изложения будет горячая плотная материя в условиях сильного межчастичного взаимодействия — так называемая неидеальная плазма, в которой интенсивное межчастичное взаимодействие определяет ее физические свойства — термодинамику, ионизационный состав, электропроводность, излучательные и оптические свойства, тормозную способность заряженных частиц [4].

Неидеальная плазма занимает широкую область фазовой диаграммы вещества (рис. 3). Для физического описания свойств такой плазмы обычно используются два безразмерных параметра Γ и $n\lambda_c^3$.

Величина кулоновского межчастичного взаимодействия между зарядами Z_i и Z_j в плазме с плотностью $n \sim r^{-3}$ составляет $Z_i Z_j e^2 n^{1/3}$. Параметр неидеальности:

$$\Gamma = \frac{Z_i Z_j e^2 n^{1/3}}{E_k}$$

характеризует отношение кулоновской энергии взаимодействия и кинетической энергии движения частиц E_k .

Квантовые эффекты вырождения описываются безразмерным параметром $n\lambda_c^3$, где $\lambda_c = [\hbar^2 / (2\pi m k T)]^{1/2}$ — тепловая де-Бройлевская длина волны электрона.

В случае классической статистики Больцмана (когда $n\lambda_c^3 \ll 1$) масштабом кинетической энергии является $E_k \sim kT$ и такая плазма становится все более неидеальной при ее сжатии.

В пределе высоких плотностей плазмы электроны становятся вырожденными $n\lambda_c^3 > 1$. Для квантовой статистики масштабом кинетической энергии является энергия Ферми $E_k \sim \hbar^2 n^{2/3} / 2m$. Поэтому вырожденная

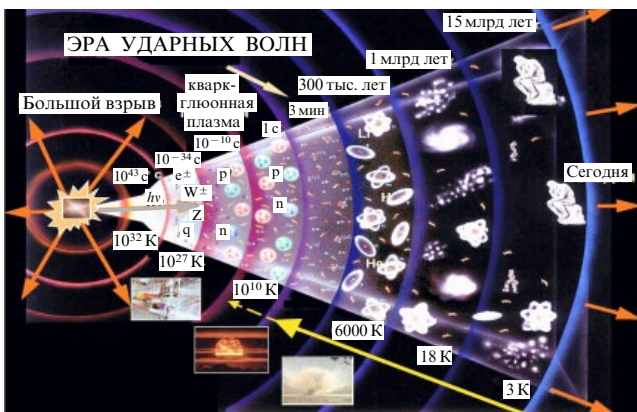


Рис. 2. Шкала времени после Большого взрыва (К. Рубиа, частное сообщение).

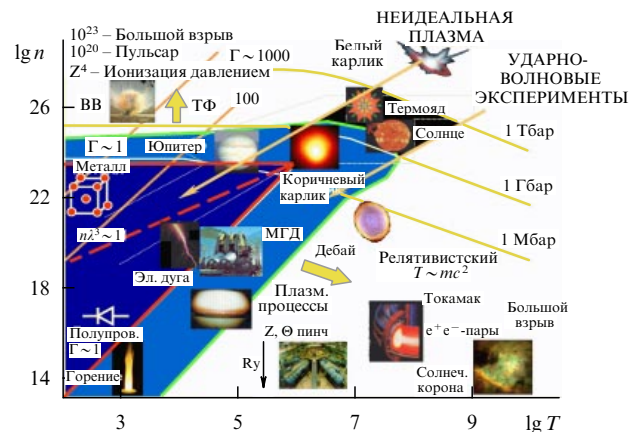


Рис. 3. Фазовая диаграмма вещества.

плазма становится в результате сжатия все более идеальной. В наших ударно-волновых экспериментах мы имеем возможность получать как бoльцмановскую, так и фермиевскую неидеальную плазму.

Мы видим, что физические свойства плазмы упрощаются в двух предельных случаях: при высоких температурах и высоких давлениях. В первом из них (высокие температуры и низкие плотности) межчастичное взаимодействие мало ($\Gamma \ll 1$) и применимо приближение идеального газа. В другом предельном случае высоких плотностей внутренние электронные оболочки атомов и ионов "раздавлены" давлением, что оправдывает применение модели Томаса-Ферми, а затем — однородного идеального ($\Gamma \ll 1$) электронного газа Ферми.

Область наших интересов лежит в промежутке между этими асимптотиками, где энергия межчастичного взаимодействия превосходит кинетическую энергию их движения ($\Gamma > 1$).

До последнего времени наибольшее число плазменных исследований относилось к идеальной плазме низкой плотности и высоких температур, где $\Gamma \ll 1$. В такой плазме электроны можно рассматривать как идеальный классический или квантовый газ, а эффекты кулоновской экранировки описывать теорией возмущений [4]. Более сложный и интересный режим соответствует "неидеальной" плазме высокой плотности и "низкой" температуры, где $\Gamma > 1$. В такой плазме ионы сильно коррелированы, а электроны частично вырождены — $n_e \lambda_e^3 > 1$. Эта плазма больше не может рассматриваться как квази-идеальный газ и поэтому не описывается теориями возмущений. Такое экзотическое состояние вещества является крайне трудным объектом для теории ввиду сильного межчастичного взаимодействия в неупорядоченной среде с промежуточным (между статистикой Ферми и Больцмана) типом статистики электронов [4, 6].

С другой стороны, неидеальная плазма является неудобным объектом и для эксперимента, так как ее создание требует кумуляции высоких плотностей энергии в плотной среде при высоких температурах и давлениях. Наиболее подходящим инструментом для этого оказывается техника ударных волн.

4. Ударно-волновое сжатие

Для создания сильносжатой плазмы с экстремально высокими температурами и давлениями мы используем мощные ударные волны [4, 7–9], возникающие в результате нелинейных гидродинамических явлений при движении вещества. В вязком скачке уплотнения, называемом фронтом ударной волны, кинетическая энергия набегающего потока преобразуется в тепловую энергию сжатой и необратимо разогретой среды (рис. 4). Этот способ генерации (адиабата Гюгонио H на рис. 5) не имеет ограничений по величине получаемых давлений, но ограничен короткими временами жизни ударно-сжатого вещества. Поэтому методы диагностики таких состояний должны иметь высокое ($\sim 10^{-6} - 10^{-9}$ с) временное разрешение. Именно с таким временным разрешением выполняются электроконтактные и оптические регистрации временных интервалов движения ударных разрывов и контактных поверхностей, пирометрические, спектроскопические, рентгеновские, дифракционные и адсорбционные, интерферометрические лазерные измерения, а также регистрации низко- и высокочастотной

Courant-Friedrichs, SuperSonic Flow

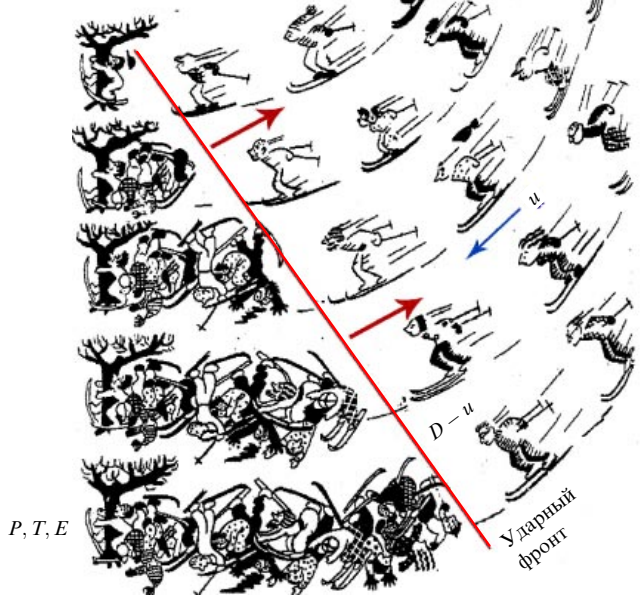


Рис. 4. Ударно-волновое сжатие и нагрев вещества.

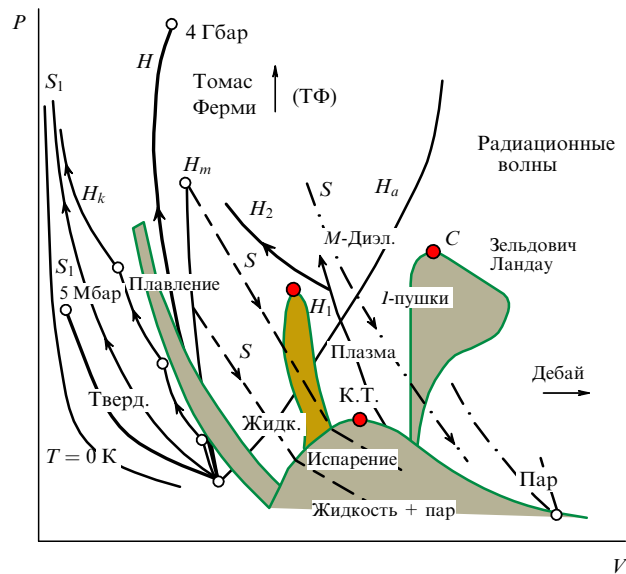


Рис. 5. Ударно-волновое сжатие и нагрев вещества.

холловской электропроводности; фиксации пьезо- и магнито-электрических явлений [4, 7–9].

Характерная черта техники ударных волн состоит в том, что они позволяют получать высокие давления и температуры в сжатых средах в то время, как область пониженных плотностей (включая кривую кипения и окрестность критической точки) оказывается для них недоступной. Исследовать промежуточные между твердым телом и газом состояния плазмы позволяет метод изоэнтропического расширения, основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества (кривая S на рис. 5), предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте мощной ударной волны.

Мы видим, что динамические методы в различных своих комбинациях дают возможность реализовать и

исследовать широкий спектр плазменных состояний с разнообразным и сильным межчастичным взаимодействием. При этом оказывается возможной не только фактическая реализация условий с высокими концентрациями энергии, но и достаточно полная диагностика этих состояний, так как ударные и адиабатические волны являются не только средством генерации, но и специфическим инструментом диагностики экстремальных состояний вещества [2, 3, 10].

Динамические методы диагностики основаны на использовании связи термодинамических свойств исследуемой ударно-сжатой среды с наблюдаемыми в эксперименте гидродинамическими явлениями, возникающими при кумуляции в веществе высоких плотностей энергии [2, 3]. В общем виде эта связь выражается системой нелинейных (трехмерных по пространственным координатам) дифференциальных уравнений нестационарной газовой динамики, полное решение которой затруднено даже для наиболее мощных современных суперкомпьютеров. По этой причине в динамических исследованиях стремятся использовать автотомельные решения типа стационарной ударной волны и централизованной волны разрежения Римана [2, 3], выражающие законы сохранения в простой алгебраической или интегральной формах. При этом для применения таких упрощенных соотношений в эксперименте должны быть обеспечены условия автотомельности соответствующих режимов течения.

При распространении по веществу стационарного ударного разрыва на его фронте выполняются законы сохранения массы, импульса и энергии [2], которые связывают кинематические параметры — скорость ударной волны D и массовую скорость вещества за ее фронтом u с термодинамическими величинами — удельной внутренней энергией E , давлением p и удельным объемом V :

$$\begin{aligned} \frac{V}{V_0} &= \frac{D-u}{D}, \quad p = p_0 + \frac{Du}{V_0}, \\ E - E_0 &= \frac{1}{2} (p + p_0)(V_0 - V), \end{aligned} \quad (1)$$

где индексом 0 отмечены параметры покоящегося вещества перед фронтом ударной волны.

Эти уравнения позволяют по регистрации любых двух из пяти параметров E , p , V , D , u , характеризующих ударный разрыв, найти гидро- и термодинамические характеристики ударно-сжатого вещества. Наиболее легко и точно базисными методами измеряется скорость ударной волны D . Выбор второго регистрируемого параметра зависит от конкретных условий эксперимента. Обычно это массовая скорость ударного разрыва u [2, 3] или плотность ударно-сжатой плазмы $\rho = V^{-1}$ [10].

Анализ погрешностей соотношений (1) показывает, что в случае сильносжимаемых ("газовых") сред в качестве второго параметра целесообразно осуществлять регистрацию плотности ударно-сжатого вещества. В настоящее время разработана методика таких измерений, основанная на фиксации поглощения "мягкого" рентгеновского излучения плазмой цезия, аргона и воздуха [4]. При меньшей сжимаемости вещества (конденсированные среды) приемлемые точности обеспечиваются путем регистрации массовой скорости движения u . Таким образом исследовались состояния вырожденной

плазмы металлов и плотной бальцмановской плазмы аргона и ксенона [2–4, 9].

В экспериментах по фиксации кривых изобарического расширения ударно-сжатого вещества состояния в централизованной волне разгрузки описываются интегралами Римана [2]:

$$V = V_H + \int_p^{p_H} \left(\frac{du}{dp} \right)^2 dp, \quad E = E_H - \int_p^{p_H} p \left(\frac{du}{dp} \right)^2 dp, \quad (2)$$

которые вычисляются вдоль измеренной изобары $p_s = p_s(u)$.

Проводя регистрации при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн и волн расширения, можно определить калорическое уравнение состояния $E = E(p, V)$ в области $p - V$ -диаграммы, перекрытой адиабатами Гюгонио H или/и Пуассона S . В выполненных к настоящему времени экспериментах по динамическому воздействию на плазму изменение интенсивности ударных волн осуществлялось варьированием мощности источников возбуждения — изменением давления толкающего газа, типов ВВ и метательных устройств. Кроме того, использовались разнообразные способы изменения параметров исходных состояний: изменение начальных температур и давлений (плазма инертных газов, цезия, жидкости), применение мелкодисперсных мишеней в целях увеличения эффектов необратимости [2, 3].

Таким образом, динамические методы диагностики, основываясь на общих законах сохранения, позволяют свести задачу определения калорического уравнения состояния $E = E(p, V)$ к измерению кинематических параметров движения ударных волн и контактных поверхностей, т.е. к регистрации расстояний и времен, что может быть выполнено с большой точностью.

Внутренняя энергия E , однако, не является термодинамическим потенциалом по отношению к переменным p , V , и для построения замкнутой термодинамики системы необходима дополнительная зависимость температуры от параметров состояния $T(p, V)$. В оптически прозрачных и изотропных средах (газы, ионные кристаллы) температура может быть измерена совместно с другими параметрами ударного сжатия. Однако большинство конденсированных сред, и в первую очередь металлы, как правило, непрозрачны, так что световое излучение ударно-сжатой среды недоступно для прямой регистрации.

Термодинамически полное уравнение состояния может быть построено непосредственно по результатам динамических измерений без введения априорных соображений о свойствах и характере исследуемого вещества [10] с использованием процедуры Ферми, исходя из первого закона термодинамики и известной из эксперимента зависимости $E = E(p, V)$ (см. подробнее [4, 10]). Эта применяемая в динамических экспериментах методика построения термодинамически полного уравнения состояния вещества свободна от каких-либо ограничивающих предположений о свойствах, характере и фазовом составе исследуемого вещества, так как основана на самых общих законах сохранения (1) и первом законе термодинамики. При этом в эксперименте должны быть обеспечены условия стационарности и одномерности течения ударно-сжатой среды для того, чтобы можно

было пользоваться законами сохранения в простом алгебраическом (1) или интегральном (2) видах.

Важно, что ударная волна не только сжимает, но и разогревает вещество до высоких температур, что особенно важно для получения плазмы — ионизованного состояния материи. При экспериментальном изучении сильнонеидеальной плазмы в настоящее время используется целый спектр динамических методик (см. рис. 5).

Ударное сжатие вещества в твердом или жидком исходном состоянии дает возможность получать за фронтом ударной волны состояния (адиабаты Гюгонио H , см. рис. 5) неидеальной вырожденной (статистика Ферми) и классической (статистика Больцмана) плазмы, сжатой до максимальных давлений ~ 4 Гбар и температур $\sim 10^7$ К [11, 7], при которых удельная плотность внутренней энергии плазмы сравнима с ядерной плотностью энергии, а температуры близки к условиям, когда энергия и давление равновесного излучения начинают играть заметную роль в суммарной термодинамике таких экзотических состояний.

Для снижения эффектов необратимого нагрева целесообразно использовать сжатие вещества последовательностью падающих и отраженных ударных волн [12–16]. В результате такое многоступенчатое сжатие H_k становится близким к более "мягкому" изоэнтропическому сжатию (S_1), позволяя получить значительно более высокие (в 10–50 раз) степени сжатия и более (в ~ 10 раз) низкие температуры по сравнению с однократным ударно-волновым сжатием. Многократное ударное сжатие было успешно применено для экспериментального изучения ионизации плазмы давлением [12–14] и диэлектризации вещества [16] при мегабарных давлениях. Квазиадиабатическое сжатие было также реализовано при взрывном высокосимметричном цилиндрическом сжатии водорода и инертных газов [14]. В опытах по "мягкому" адиабатическому сжатию плазмы в работах [17, 18] использовалось взрывное обжатие образцов мегагауссным магнитным полем.

В другом предельном случае, когда необходимо получить плазму высоких температур, можно осуществлять ударно-волновое сжатие мишеней пониженной (по сравнению с твердотельной) плотности — пористых металлов H_m [2–4, 19] или аэрогелей [20] — кривая H_a на рис. 5. Это позволяет резко увеличить эффекты необратимости ударного сжатия и тем самым поднять энтропию и температуру сжатого состояния.

Ударное сжатие благородных газов и насыщенных паров щелочных металлов падающими H_1 и отраженными H_2 ударными волнами дает возможность изучить бoльцмановскую плазму в области с развитой термической ионизацией [4, 10, 21–25].

Адиабатическое расширение вещества (кривые S на рис. 5), предварительно сжатого ударной волной до мегабарных давлений, позволяет исследовать интересную область плазменных параметров, расположенных между твердым телом и газом, включая область перехода металл–диэлектрик и высокотемпературную часть кривой кипения металлов с их критической точкой [4, 9, 26, 27].

Ввиду значительной величины энергии металлической связи параметры критических точек металлов чрезвычайно высоки (для Al — это 4,5 кбар, 8000 К, для W — 15 кбар, 21000 К) и недоступны для техники статических экспериментов. Поэтому до последнего вре-

мени характеристики критических точек были измерены только у трех из всех металлов, составляющих $\sim 80\%$ элементов Периодической системы [4]. С другой стороны, из-за того, что критические температуры металлов велики и сопоставимы с их потенциалом ионизации, металлы в околоскритическом состоянии испаряются непосредственно в ионизованное состояние, а не в газ, как это имеет место для остальных химических элементов.

Это обстоятельство может приводить к экзотическим "плазменным" фазовым переходам, предсказанным в случае металлизации Я.Б. Зельдовичем и Л.Д. Ландау [28] и другими теоретиками для сильносжатых кулоновских систем (см. [29, 30–33] и содержащиеся там ссылки).

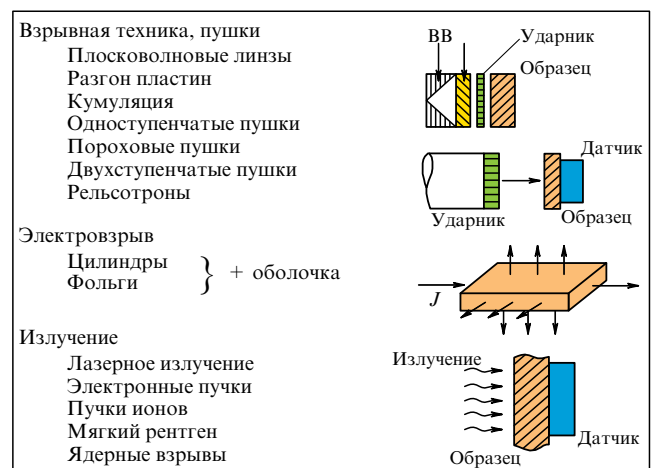
Экспериментальный поиск этих экзотических плазменных фазовых переходов является сегодня одной из интереснейших проблем динамической физики высоких плотностей энергии. Обнаруженный недавно резкий (на 5 порядков величины) рост электропроводности [12–14, 25, 34, 35] и адиабатической сжимаемости [36, 37] неидеальной водородной и дейтериевой плазмы, подтвержденные квантово-механическими расчетами методом Монте-Карло [33], по-видимому, свидетельствуют об экспериментальной фиксации такого плазменного фазового перехода.

5. Генераторы мощных ударных волн

Сегодня в динамических экспериментах используется широкий спектр способов генерации мощных ударных волн. Это химические, ядерные и электрические взрывы; пневматические, пороховые и электродинамические пушки; концентрированное лазерное и мягкое рентгеновское излучение; электронные и ионные потоки [3, 4, 7–9] (см. табл. 1).

Первые эксперименты по динамическому сжатию плотной плазмы и измерению ее уравнения состояния и электропроводности были выполнены на пневматической ударной трубе и установках адиабатического сжатия [24, 10]. С целью обеспечения высокой плотности насыщенных паров цезия (для их последующего сжатия) экспериментальные устройства нагревались до высокой начальной температуры $\sim 900^\circ\text{C}$. Эти высокие температуры нагрева (установка разогрета докрасна) и значи-

Таблица 1. Схемы генерации мощных ударных волн



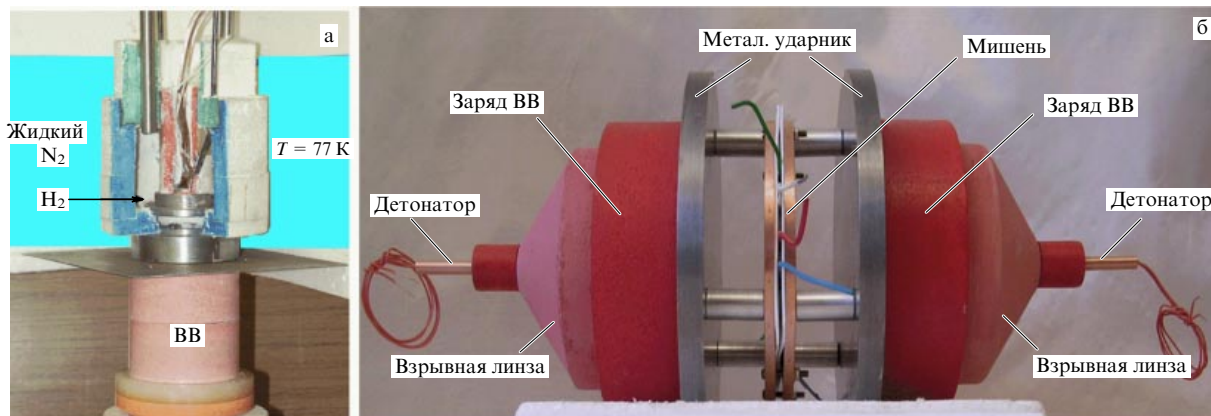


Рис. 6. (а) Взрывной генератор для ударно-волнового сжатия плазмы [13, 19]. (б) Взрывной генератор встречных ударных волн [15, 16].

тельная химическая агрессивность цезия делали эксперименты с неидеальной цезиевой плазмой чрезвычайно трудными и дорогостоящими.

Большинство последующих динамических экспериментов с неидеальной плазмой были выполнены с использованием в качестве энергоисточника конденсированных химических ВВ, так как они обладают высокой удельной энергоемкостью, на 6 порядков превосходящей энергоемкость электроконденсаторных накопителей.

В созданных по этому принципу взрывных генераторах плазмы, ударная волна в предварительно сжатых газах возбуждается расширяющимися продуктами детонации конденсированных ВВ, которые выполняют в этом случае роль поршня [23]. Эти взрывные ударные трубы применялись для экспериментального изучения уравнения состояния, низкочастотной электрической и холловской проводимости, тормозной способности быстрых ионов и оптических свойств сильнонеидеальной плазмы, сжатой до давлений ~ 200 кбар [4, 21, 23, 42–44].

Значительно более высокие давления ~ 1 Мбар в газах и ~ 5 Мбар в металлах были реализованы в так называемых взрывных пушках (рис. 6а) [3, 4, 8, 9, 19]. В этих устройствах высокоскоростной удар металлических ударников, разогнанных продуктами детонации до скоростей $5\text{--}14$ км с^{-1} , возбуждает в мишени плоскую ударную волну или серию реверберирующих ударных волн. Геометрические параметры этих экспериментальных устройств выбраны так, чтобы исключить искажающее влияние боковых и тыльных волн разгрузки, обеспечивая одномерность и стационарность газодинамического течения в зоне регистрации параметров плазмы, необходимых для применения законов сохранения в автономном виде (1).

Любопытно, что кинетическая энергия движущегося со скоростью 10 км с^{-1} металлического ударника близка [34] к кинетической энергии протонного пучка в циклотронном ускорителе Фермиевской лаборатории. Так что высокая кинетическая энергия металлических ударников в ударно-волновых экспериментах генерирует сильносжатую плазму высоких температур подобно тому, как столкновение релятивистских ионов создает кварк-глюонную плазму с гигантскими плотностями энергии.

С целью увеличения параметров ударного сжатия в ряде экспериментов использовались взрывные генераторы встречных ударных волн (рис. 6б), где исследуемый материал нагружался с двух сторон синхронным

ударом стальных ударников, симметрично разогнанных зарядами ВВ [15, 16].

С целью увеличения скорости метания, а следовательно, и давления ударно-сжатой плазмы, применяются самые изощренные газодинамические методы. Предложенный академиком Е.И. Забабахиним метод "градиентной" кумуляции (рис. 7 [38, 14]) основан на последовательном увеличении скорости ударников в плоских чередующихся слоях тяжелого и легкого материала. Этот метод не связан с явлениями геометрической фокусировки энергии и поэтому обладает повышенной (по сравнению со сферическим) устойчивостью процесса разгона и сжатия. Построенные таким образом взрывные трехступенчатые "слойки" [19] разгоняли стомикронный молибденовый ударник до скоростей $13\text{--}14$ км с^{-1} и использовалась для изучения уравнения состояния и адиабатического расширения неидеальной плазмы металлов.

Особоточные сферические взрывные генераторы мощных ударных волн (рис. 8а) были созданы в СССР [3, 35, 39, 40] для изучения термодинамических свойств материалов при давлениях до ~ 10 Мбар. Используя эффекты геометрической кумуляции при центростремительном движении (имплозии) продуктов детонации и полусферических оболочек, таким образом в устройствах весом ~ 100 кг и энерговыделением ~ 300 МДж

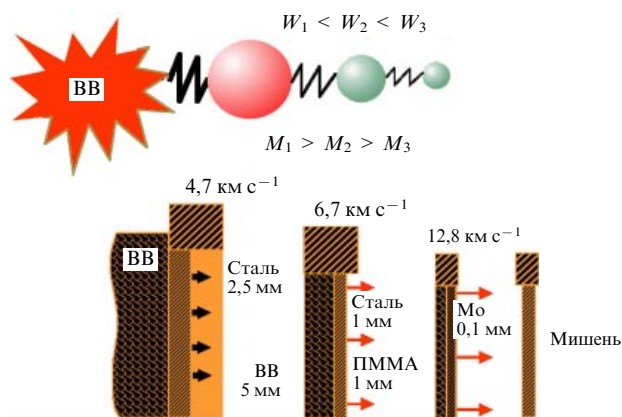


Рис. 7. Принцип "градиентной" кумуляции [38] и трехступенчатая взрывная "слойка" [14]. ПММА — полиметилметакрилат.

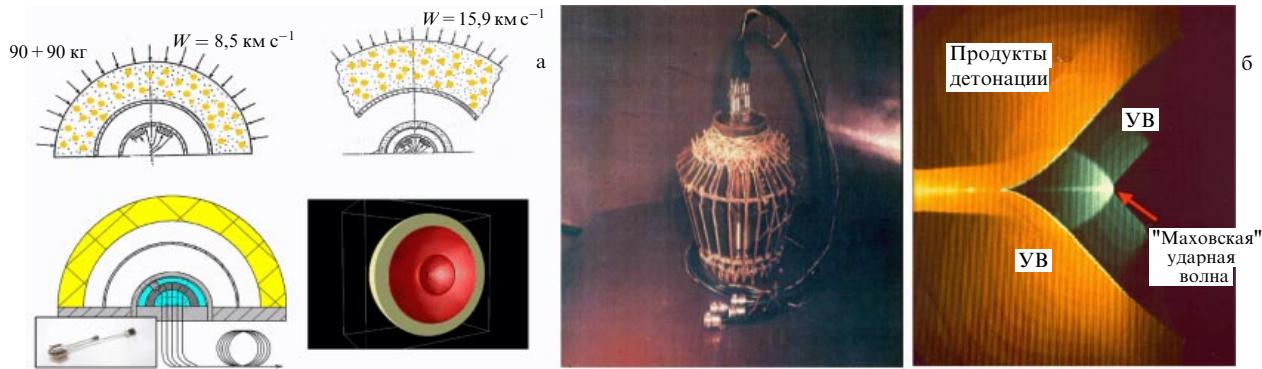


Рис. 8. (а) Взрывные сферические генераторы мощных ударных волн [39, 9]. (б) Взрывные конические генераторы "маховских" ударных волн [41] (справа результаты двумерного гидродинамического расчета).

удавалось разгонять металлические ударники до скоростей $\sim 23 \text{ км с}^{-1}$.

В более устойчивых, конических взрывных генераторах, применялись явления кумуляции при нерегулярном ("маховском") схождении цилиндрических ударных волн (рис. 8б) [41]. Комбинация эффектов нерегулярной цилиндрической кумуляции с "градиентной" кумуляцией позволили возбуждать в меди ударную волну с амплитудой $\sim 20 \text{ Мбар}$, что сопоставимо с давлениями в ближней зоне ядерного взрыва [7].

Цилиндрические взрывные кумулятивные системы (рис. 9а) предназначены для осуществления квазиadiaбатического сжатия H_2 , D_2 и благородных газов до давлений мегабарного диапазона путем многоступенчатой реверберации волн между поверхностью разогнанной продуктом ВВ тяжелой металлической оболочки и осью симметрии цилиндрического объема плазмы. Таким образом были проведены измерения электропроводности, яркостной температуры, коэффициента поглощения, плотности и уравнения состояния сильнонеидеальной плазмы и зафиксированы металлизация давлением и впервые был обнаружен плазменный фазовый переход [36, 37].

Для обеспечения адиабатичности динамического сжатия в опытах [17, 18] сжатие плазмы водорода осуществлялось в цилиндрической геометрии мегагауссным магнитным полем, сжатым, в свою очередь, внешним металлическим лайнером, ускоренным продуктами детонации конденсированного ВВ.

Для проведения экспериментов по взаимодействию аксиального магнитного поля с ударно-сжатой плазмой были разработаны взрывные ударные трубы (рис. 9б), оснащенные внешним соленоидом и системой электроконтактной фиксации холловских токов [44] и низкочастотной проводимости [4, 23].

В последнее время, наряду со взрывными методами генерации ударных волн, все шире применяются иные способы импульсной кумуляции энергии. Соответствующие установки, созданные для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием и для военных применений, все шире используются в чисто физических экспериментах. В результате международной "разрядки" и смены оборонных приоритетов для физики высоких плотностей энергии стали доступны дорогие и сложные устройства высокой мощности: мощные лазеры, сильноточные Z-пинчи и источники мягкого рентгеновского излучения, магнитодинамические пушки и электровзрывные системы, пучки интенсивных релятивистских электронов и ионов. Появление этой техники резко расширило экспериментальные возможности в генерации и изучении физических процессов при высоких и ультравысоких плотностях энергии [5, 6].

Для изучения физики высокоскоростного удара и динамики мощных ударных волн использовался релятивистский ускоритель конденсированных тел [45]. В этой электродинамической пушке твердый пластмассовый ударник разгонялся до скоростей $\sim 8-11 \text{ км с}^{-1}$ магнитоприжатом разрядом с импульсным током $\sim 1 \text{ МА}$.

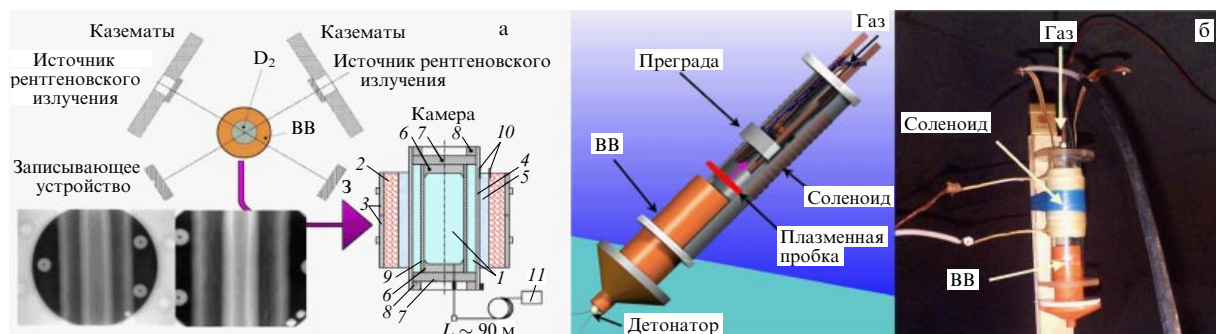


Рис. 9. (а) Взрывные цилиндрические устройства для квазиadiaбатического сжатия плазмы [36, 37, 42]. 1 — газообразный дейтерий, 2 — блок ВВ, 3 — фокусирующая система, 4 — внешняя оболочка, 5 — оргстекло, 6 — вставки, 7 — заглушки, 8 — гайка, 9 — внутренняя оболочка, 10 — контакты, 11 — источник газа. (б) Взрывная ударная труба для измерения низкочастотной и холловской проводимости [4, 21, 23, 44].

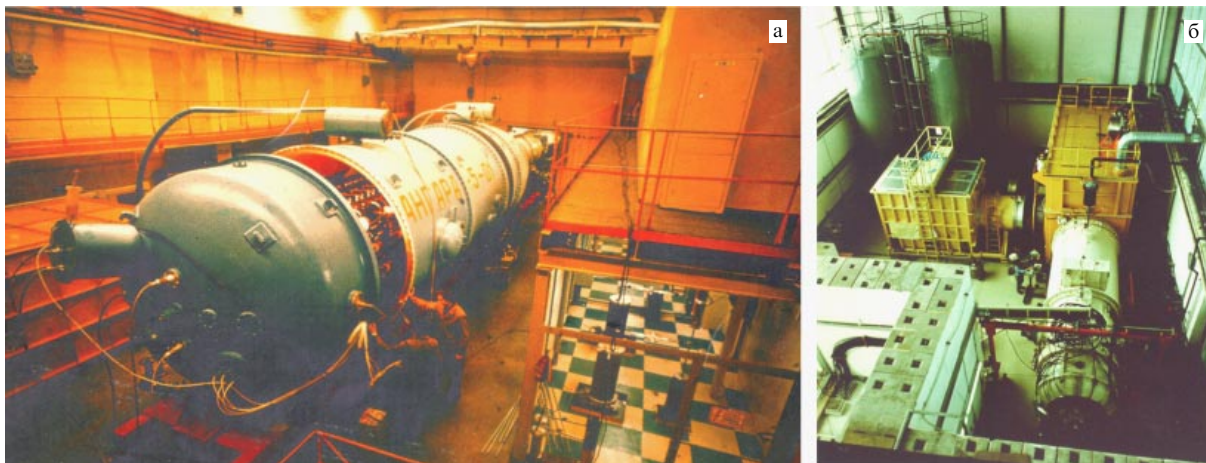


Рис. 10. (а) Генератор импульсных сильноточных электронных пучков АНГАРА [46]. (б) Генератор мощных протонных пучков KALIF [47], энергия протонов ~ 2 МэВ, ток ~ 400 кА, плотность мощности $\sim 10^{12}$ Вт см $^{-3}$.

Такой способ разгона свободен от ограничений, присущих газодинамическим методам метания, вызванных недостаточно высокой величиной скорости звука в толкающем газе. Однако развитие плазменных неустойчивостей, сильная эрозия электродов и другие факторы не позволили значительно продвинуться здесь по шкале скоростей метания.

В опытах с генераторами мощных релятивистских электронных пучков (рис. 10а) были получены сильные ударные волны в металлических и пластиковых мишенях, а также осуществлен объемный нагрев плазмы низкоплотных пенообразных мишеней. В частности, регистрируя динамику движения ударных волн, было проанализировано влияние собственных магнитных полей пучка на его поглощательную способность в металлической плазме [46].

Ввиду значительно меньшей (чем у электронов) длины пробега интенсивные пучки легких и тяжелых ионов оказались более эффективным инструментом для генерации высоких плотностей мощности в плазме.

Одна из таких импульсных машин — сильноточный генератор протонов KALIF (рис. 10б) развивает на мишени удельные мощности $\sim 10^{12}$ Вт см $^{-2}$. Это позволило разогнать тонкие (~ 50 – 100 мкм) ударники до скоростей ~ 12 – 14 км с $^{-1}$ и провести интересные измерения тормозной способности быстрых (с кинетической энергией ~ 2 МэВ) протонов в плотной плазме, зарегистрировать термодинамические параметры и вязкость ударно-сжатой плазмы и найти откольную прочность металлов при ультравысоких скоростях деформирования. Видно (рис. 11), что откольная прочность заметно (на 1–2 порядка) растет с увеличением скорости деформирования, приближаясь к своему теоретическому пределу, что связано с кинетикой распространения дислокаций и трещин в поле импульсных напряжений [8, 47].

Созданные для экспериментов по физике высоких энергий ускорители релятивистских тяжелых ионов (рис. 12а) оказались перспективными устройствами для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы и для опытов по сжатию и разогреву плотной плазмы. Пучки тяжелых ионов с кинетической энергией 3–300 МэВ нуклон $^{-1}$ применялись в экспериментах по нагреву конденсированных и пористых мишеней, по измерению тормозной способности

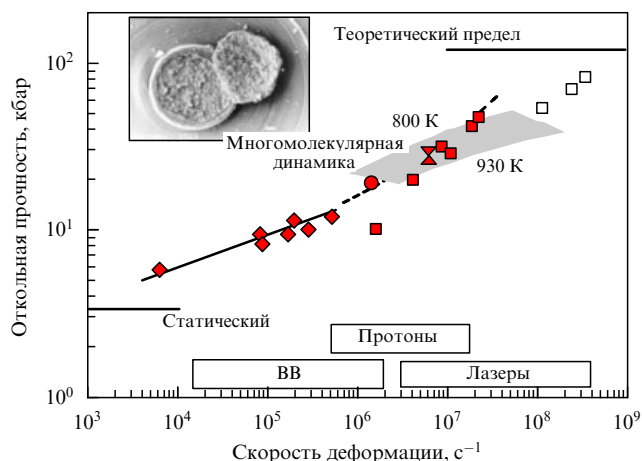


Рис. 11. Откольная прочность в сплаве алюминий–магний при быстрых деформациях [8, 47].

ионов в плазме, а также по взаимодействию заряженных пучков с ударно-сжатой плазмой, получаемой с помощью минивзрывных ударных труб [48].

Быстрые электротехнические генераторы мощных импульсных потоков (Z, Сандиа; Ангара, ИАЭ и др.) были созданы для управляемого термоядерного синтеза и для моделирования поражающего действия ядерных взрывов. Они оказались очень полезны как источники тераваттной мощности для генерации мощных ударных волн интенсивным мягким рентгеновским излучением в геометрии Z-пинча, а также как источники импульсных токов мегаамперного диапазона для электромагнитного разгона тонких металлических лайнеров до скоростей ~ 20 км с $^{-1}$ [49] (рис. 12б). При этом появляется интересная возможность, управляя параметрами тока, осуществлять безударное — "мягкое" сжатие мишеней до давления ~ 3 Мбар. Осуществляя в этом случае лазерную регистрацию параметров квазиизоэнтропического сжатия, были зафиксированы состояния с меньшими, чем при ударно-волновом нагреве, температурами.

В экспериментах на установке Ангара [50] (рис. 12в) импульсный ток ~ 4 МА разгонял плазменный ксенонный лайнер до скорости ~ 500 км с $^{-1}$. Высокосимметричный удар этого лайнера о поверхность цилиндрической

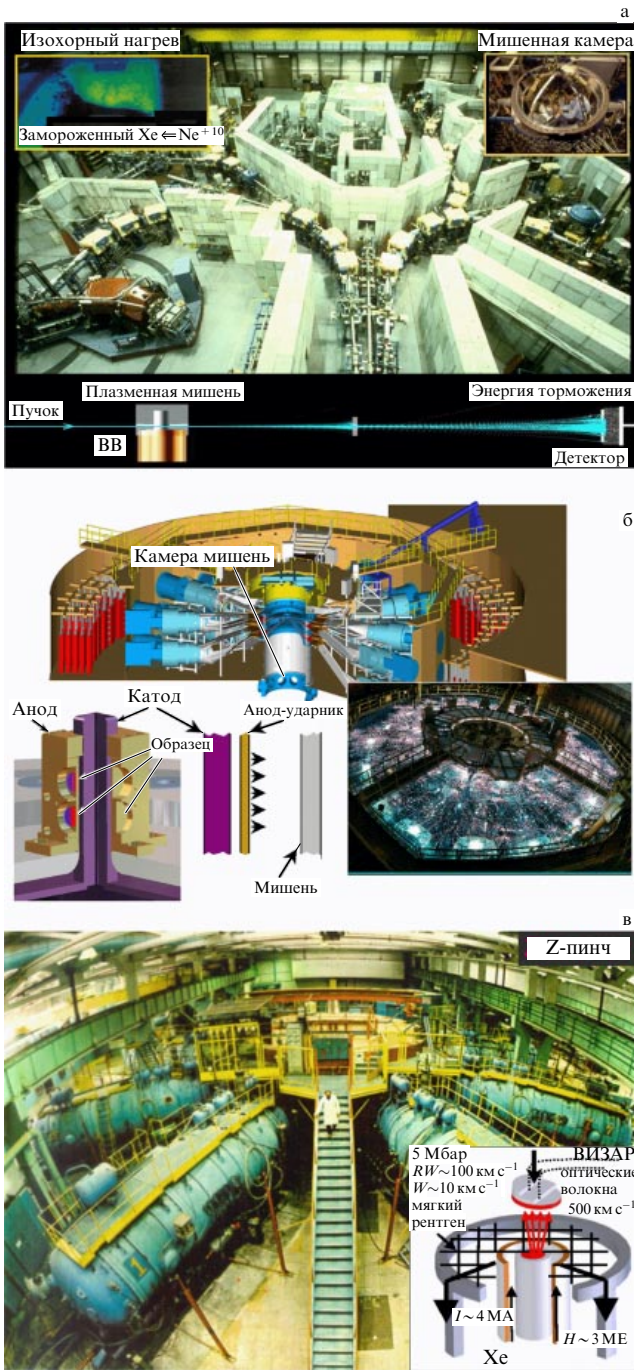


Рис. 12. (а) Опыты по взаимодействию релятивистских пучков тяжелых ионов на ускорителе GSI [48]. (б) Схема электродинамического разгона металлических лайнеров на установке лаборатории Сандиа, США [49]. (в) Импульсный генератор АНГАРА, ТРИНИТИ для управляемого термоядерного синтеза и опытов с ударными и радиационными волнами [50].

пористой мишени возбуждал в ней тепловую радиационную волну, излучающую мягкое рентгеновское излучение с температурой ~ 100 эВ. Это выходящее из цилиндрической полости интенсивное рентгеновское излучение использовалось для высокосимметричной генерации плоских ударных волн с амплитудным давлением ~ 5 Мбар, для возбуждения тепловых радиационных волн со скоростью распространения ~ 100 км s^{-1} , а также для разгона металлических ударников до $10-12$ км s^{-1} .

Наиболее высокие плотности мощности среди лабораторных устройств удается получить, используя сфокусированное лазерное излучение [4–6, 51–54]. Большое количество дорогих и сложных лазерных систем (рис. 13а) (NIF, Le Laser Mega Joule, Vulkan, OMEGA, GEKKO и др.) создано с целью решения проблемы термоядерного синтеза с инерционным удержанием горячей плазмы [5, 6], для чего необходимо получить термоядерную плазму с экстремально высокими концентрациями энергии — с температурой ~ 10 кэВ, плотностью ~ 100 г $см^{-3}$ и давлением в несколько гигабар.

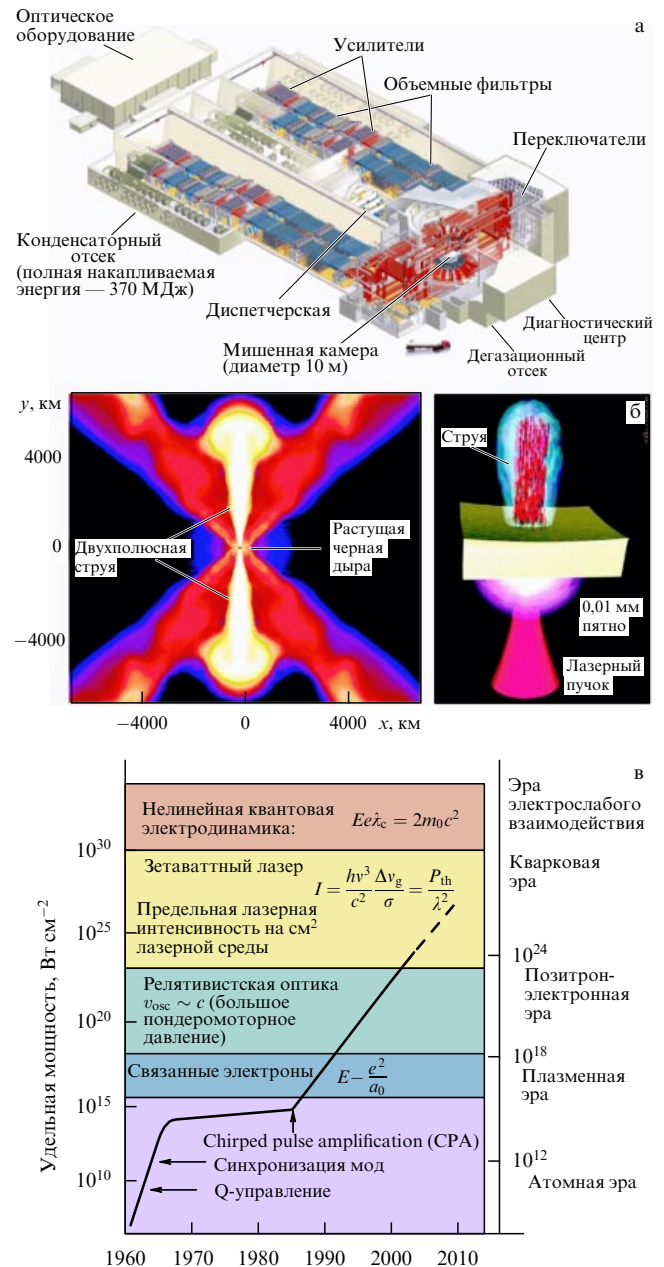


Рис. 13. (а) Мощная лазерная система NIF для управляемого термоядерного синтеза и исследований в области физики высоких плотностей энергии [6]. (б) Лабораторная астрофизика высоких плотностей энергии. Сравнение модели космического рентгеновского источника и лазерного эксперимента по его лабораторному моделированию [6]. (в) Динамика роста удельной мощности лазеров и физические процессы в лазерной плазме [6].

Параллельно с термоядерной, на этих лазерных системах реализуется и обширная программа изучения физических свойств вещества и физических процессов в плазме экстремальных параметров [6, 51–56]. Активно ведутся работы по изучению уравнения состояния, по измерению низкочастотной и высокочастотной электропроводности, по отражению лазерного излучения, по анализу механических свойств материалов при быстрых деформациях, по преобразованию когерентного излучения в мягкое рентгеновское, по анализу нестационарных гидродинамических явлений, по неустойчивостям и по лабораторному моделированию астрофизической плазмы (рис. 13б [6]).

Значительный прогресс в экспериментальной физике высоких плотностей энергии был связан с появлением лазерных систем тераваттного и петаваттного диапазонов [53] и дал возможность резко увеличить удельные мощности, вплоть до рекордно высоких значений 10^{22} Вт см⁻².

В этом диапазоне мощностей возникает целый ряд интересных качественно новых физических эффектов (рис. 13в [6]). Начиная с $q > 10^{14}$ Вт см⁻² (для $l = 1$ мкм) амплитудные давления лазерных ударных волн переходят в мегабарный диапазон. Начиная с $I > 10^{17}$ Вт см⁻² напряженность электрического поля в лазерной волне сравнима с напряженностью поля ядра на первой бортовой орбите водорода. Приблизительно с этих же плотностей в зоне поглощения происходит заметная генерация нетепловых электронов и ионов мегаэлектронвольтового диапазона. Начиная с 10^{18} Вт см⁻² в электрическом поле лазерной волны электроны плазмы ускоряются до релятивистских скоростей, а ponderomotorное давление света сравнимо с гидродинамическим. При $J \sim 10^{21}$ Вт см⁻² давление света составляет ~ 300 Гбар. При более высоких интенсивностях ($\sim 10^{30}$ Вт см⁻²) плотности энергии оптического излучения становится достаточно для пробоя вакуума и спонтанного рождения электрон-позитронных пар, а затем для возникновения кварк-глюонной плазмы. Дальнейшее продвижение по шкале лазерных интенсивностей ограничено нашим воображением, сведениями о строении вещества в ближней пространственно-временной окрестности Большого взрыва.

Ввиду того, что ядерные взрывчатые вещества по удельной энергоемкости на 6–7 порядков превосходят химические, наибольшие давления, созданные человеком в земных условиях, получены именно при подземных ядерных взрывах (рис. 14а) [7, 11]. В этих дорогих и сложных экспериментах получено большое количество новой и ценной информации о термодинамических и оптических свойствах плотной плазмы мегабарного-гигабарного диапазона давлений.

На рисунке 14б приведены давления, полученные в лабораторных и квазилабораторных условиях с использованием описанных выше способов генерации ударных волн. Полученные результаты относятся к широкому диапазону параметров неидеальной плазмы, позволяя при ультравысоких давлениях оценить пределы применимости квазиклассической модели вещества — модели Томаса–Ферми [58]. Было установлено [3], что эта модель применима начиная с давлений около 100 Мбар на адиабате Гюгонно, в то время как с ростом температуры (ударные адиабаты пористого вещества) область ее применимости заметно сужается.

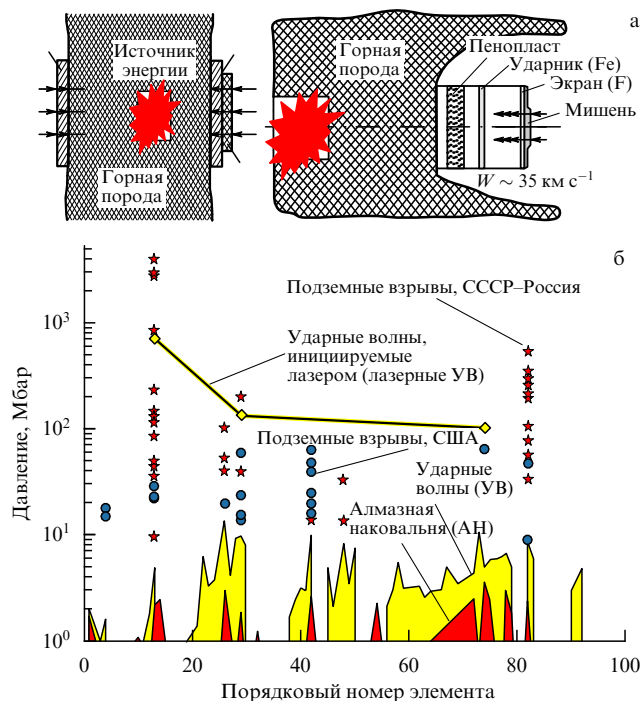


Рис. 14. (а) Схема экспериментов по генерации ударных волн в ближней зоне ядерного взрыва [7, 11]. (б) Характерные давления, достижимые в экспериментах.

6. Физические свойства вещества в экстремальных условиях

Применение ударных волн в физике плазмы дало возможность получить экспериментальную информацию в новой и недоступной ранее области конденсированных плотностей и мегабарных давлений. В этих необычных состояниях реализуется сильное коллективное межчастичное взаимодействие при значительном влиянии квантовых эффектов.

Первые же экспериментальные данные по термодинамике неидеальной плазмы оказались достаточно неожиданными и показали, насколько опасна экстраполяция в область высоких давлений представлений, полученных для слабонеидеальной плазмы. Оказалось [4, 24], что давление неидеальной плазмы при постоянной температуре и энтальпии значительно превосходит давление идеальной плазмы, тогда как согласно развитым в то время представлениям [2, 57], это давление должно было быть меньше идеально-газового из-за поляризации плазмы. Более детальный анализ показал [4, 24, 57], что за наблюдаемое в опытах необычное поведение термодинамических свойств плазмы ответственны два физических эффекта: увеличение числа свободных зарядов, вызванное снижением потенциала ионизации, и дополнительное межчастичное отталкивание, ввиду вызванной сжатием деформации дискретного энергетического спектра.

Вместе с тем, многочисленные данные по ударно-волновому сжатию металлов и благородных газов демонстрируют "осцилляционный" характер адиабат Гюгонно из-за эффектов термической ионизации и ионизации давлением. В экспериментах уверенно фиксируется также понижение сжимаемости плазмы, вызванное деформацией дискретных энергетических уровней атомов и ионов [4, 7, 14, 19].

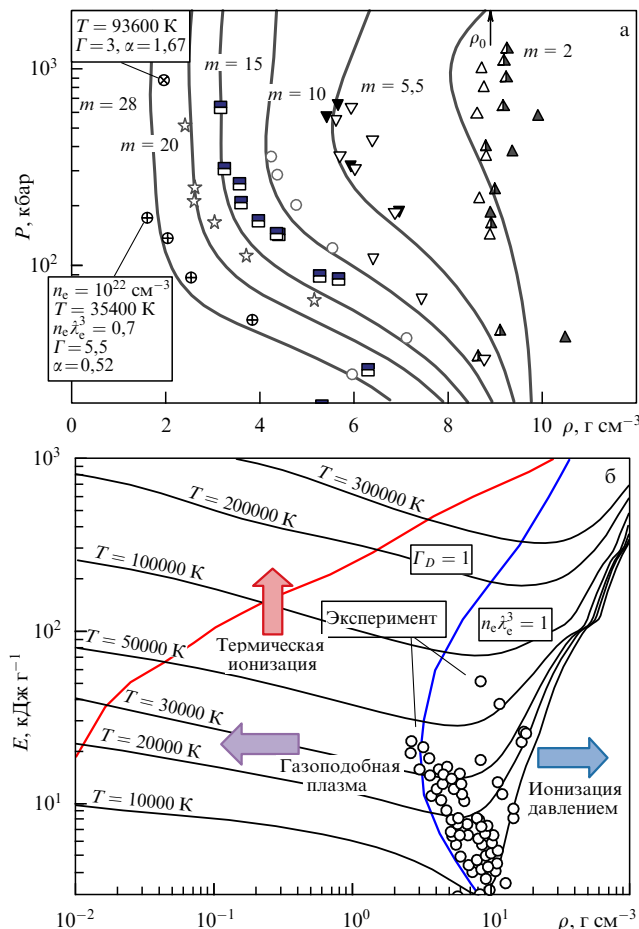


Рис. 15. (а) Термодинамика неидеальной никелевой плазмы [19]. Точки — результаты ударного сжатия пористых ($m = \rho_0/\rho_{00}$) образцов, α — степень ионизации. (б) Плотность энергии ударно-сжатой плазмы пористого никеля [19].

К настоящему времени для описания ударно-волновых данных в широкой области фазовой диаграммы вещества предложено значительное количество теоретических моделей неидеальной плазмы, основанных на суперпозиции ионизационных моделей плазмы и ячеечных моделей конденсированного состояния вещества [4, 14, 19, 22, 57].

Рисунок 15а иллюстрирует качество описания одной из такого рода теоретических моделей термодинамических состояний в нетрадиционной для физики плазмы области твердотельных плотностей и высоких температур, полученных ударно-волновым сжатием пористых образцов никеля [19]. Интересно, что эти экспериментальные данные соответствуют области перехода металл — диэлектрик (рис. 15б), где для описания термодинамики плазмы существенны эффекты ионизации давлением и температурной ионизации [4, 19, 57].

Полученный к настоящему времени большой объем термодинамической информации демонстрирует [3] (рис. 16а) вызванное давлением "сглаживание" удельных атомных объемов химических элементов. Действительно, наблюдаемая при нормальных условиях $P = 0$ (нижняя кривая рис. 16а) резкая немонотонность объема вещества, приходящего на одно ядро V_0 как функция зарядового числа элемента Z , является проявлением квантового характера строения вещества. Это в полной мере находит отражение в структуре Периодической

системы и химической реакционной способности элементов. Сжатие вещества приводит к "раздавливанию" и "перемешиванию" электронных оболочек, так что элементы теряют свою химическую индивидуальность, а их поведение становится все более универсальным [58]. Как показывает эксперимент [3], с ростом давления наблюдаемые осцилляции становятся все менее выраженными (кривые $P = 1$ и $P = 10$ Мбар), подтверждая идею "упрощения" структуры и свойств вещества с ростом его сжатия. Это рассмотрение обосновывает модель Томаса–Ферми, основанную на квазиклассическом приближении к методу самосогласованного поля [58]. Область применимости квазиклассической модели по порядку величины соответствует ультравысоким давлениям, превосходящим характерную величину "атомарного" давления $P > e^2/a_B^4 \sim 300$ Мбар ($a_B = \hbar^2/me^2$ — величина боровского радиуса). Сделанное в [3] сопоставление этой модели с данными ударно-волновых измерений, по-видимому, несколько снижает границу применимости квазиклассической модели до ~ 100 Мбар на адиабатах Гюгонио.

Приведенная на рис. 16б ударная адиабата Al [11, 7] демонстрирует качество описания теоретическими моделями данных по ударно-волновому сжатию плазмы в широкой области параметров вплоть до рекордных на сегодня давлений ~ 4 Гбар, полученных в ближней зоне подземного ядерного взрыва. Интересно, что при этих сверхвысоких давлениях, удельная энергия плазмы достигает гигантских величин ~ 1 ГДж см^{-3} , близких к плотности энергии ядерного вещества. В этом режиме сжатия давление и энергия теплового излучения сравнимы с P и T кинетического движения электронов и ионов. По-видимому, лишено большого смысла в экспериментах повышать давление ударного сжатия сверх указанных пределов, так как в этом случае доминирующим будет термодинамика фотонного газа, а не самого вещества.

Помимо плазмы металлов значительный интерес вызывают исследования ударно-волнового сжатия неидеальной плазмы дейтерия, для чего используются лазеры [54], электродинамический генератор генератор Z, Сандиа [49] и сферические взрывные устройства [35, 59, 60] (рис. 16в). Выполненные расчеты показывают, что ударно-сжатая плазма в этих экспериментах является сильно неидеальной ($\Gamma > 1$) с развитой ионизацией $n_e/n_D \sim 1$ и частичным вырождением $n_e \lambda_e^3 \sim 3$. Видно (рис. 16в), что модели неидеальной плазмы [14, 19, 57] разумно описывают данные взрывных и электродинамических экспериментов по ударно-волновому сжатию дейтериевой плазмы.

В последнее время в результате реализации ряда международных проектов по наблюдению за Солнцем, появились экспериментальные данные по параметрам сейсмических волн и глобальных осцилляций этой звезды [61], что дает особо точную (10^{-3} %) экспериментальную информацию о термодинамике горячей многокомпонентной солнечной плазмы. На рисунке 17а приведено сопоставление этих данных с рядом теоретических моделей неидеальной плазмы, что позволило уточнить состав и роль связанных состояний в термодинамике слабонеидеальной многокомпонентной плазмы.

Электропроводность плазмы дает ценную информацию об элементарных процессах переноса заряда [57] и, главное, — о равновесном составе плазмы, так как

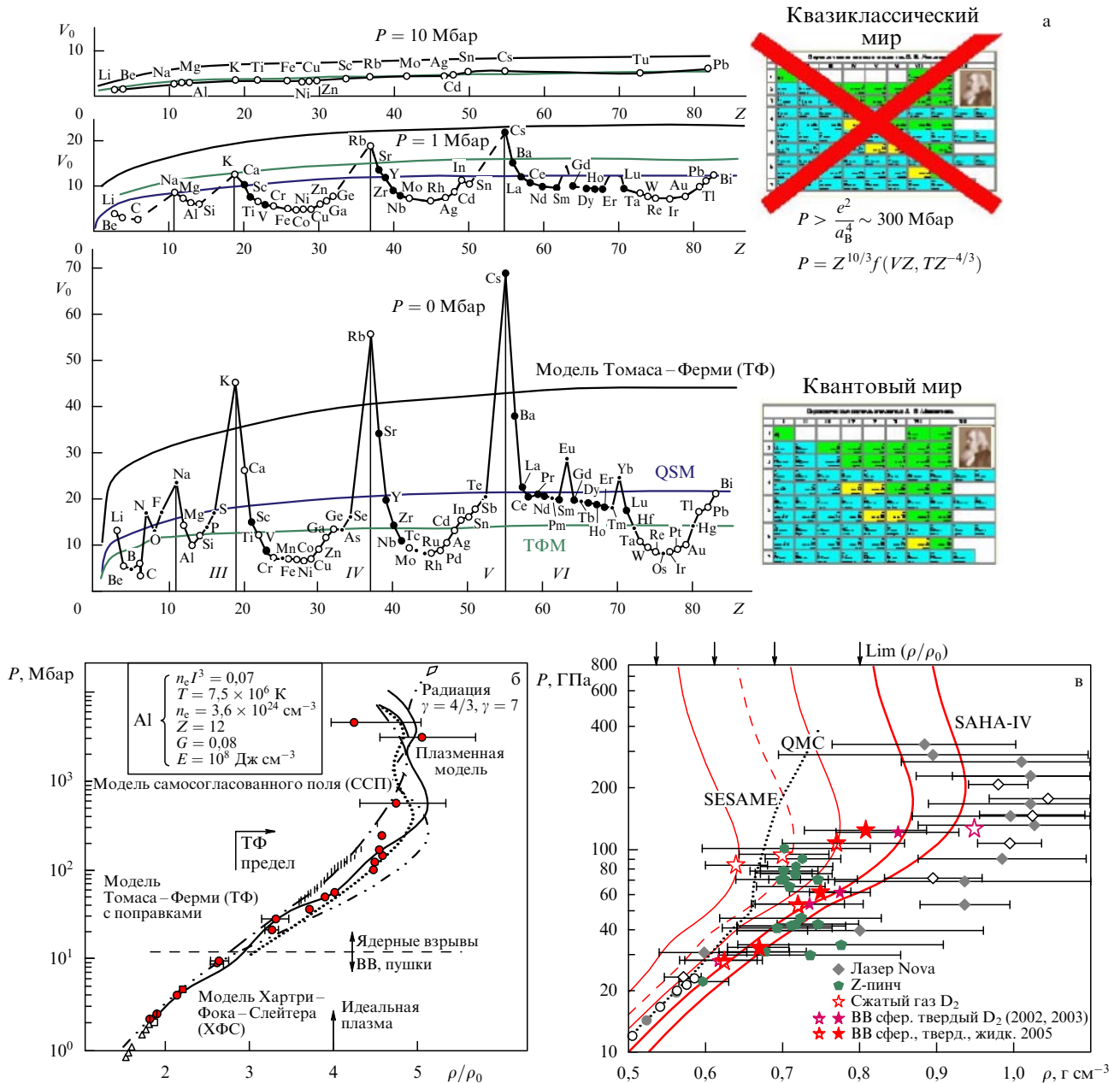


Рис. 16. (а) Изменение атомных объемов элементов с ростом давления [3]. (б) Ударно-волновое сжатие алюминия до гигабарных давлений [11, 7]. (в) Ударно-волновое сжатие плазмы дейтерия [49, 54, 59, 60]. QMC — расчет квантовым методом Монте-Карло.

транспортный ток напрямую определяется концентрацией "свободных" зарядов. Здесь стоит отметить, что для неидеальной плазмы разделение зарядов на свободные и связанные является весьма нетривиальной задачей ввиду сильного межчастичного взаимодействия, делающего не вполне однозначным такое разделение. Измеряя электропроводность неидеальной плазмы, можно судить об ионизации давлением — ярком проявлении межчастичного взаимодействия в сжатой плазме [4, 12–14, 30, 34, 42].

Хорошо известно, что вещество может быть переведено в проводящее состояние (ионизовано) либо путем его нагрева, либо путем сжатия [4, 57]. Механизм температурной ионизации является сегодня основным и наиболее хорошо изученным в физике плазмы [57]. Он связан с разогревом разреженной плазмы до температур,

сравнимых с потенциалом ионизации вещества $T \sim J$. Альтернативный термическому, механизм ионизации давлением связан с сильным сжатием "холодного" вещества до плотностей $n \sim a_0^{-3}$, достаточных до перекрытия атомных орбиталей, имеющих характерный размер боровского радиуса $a_0 \sim a_B = \hbar^2/me^2$. Для реализации этого критерия необходимо продвижение в область конденсированных плотностей плазмы и, как следствие, генерации давлений мегабарного диапазона. С целью разделения этих двух механизмов ионизации в эксперименте необходимо осуществить "холодное" ($T \ll J$) сжатие вещества, снизив эффекты термического разогрева. С этой точки зрения водород оказался наиболее подходящим объектом, так как его малый молекулярный вес приводит к наименьшим температурам ударного сжатия.

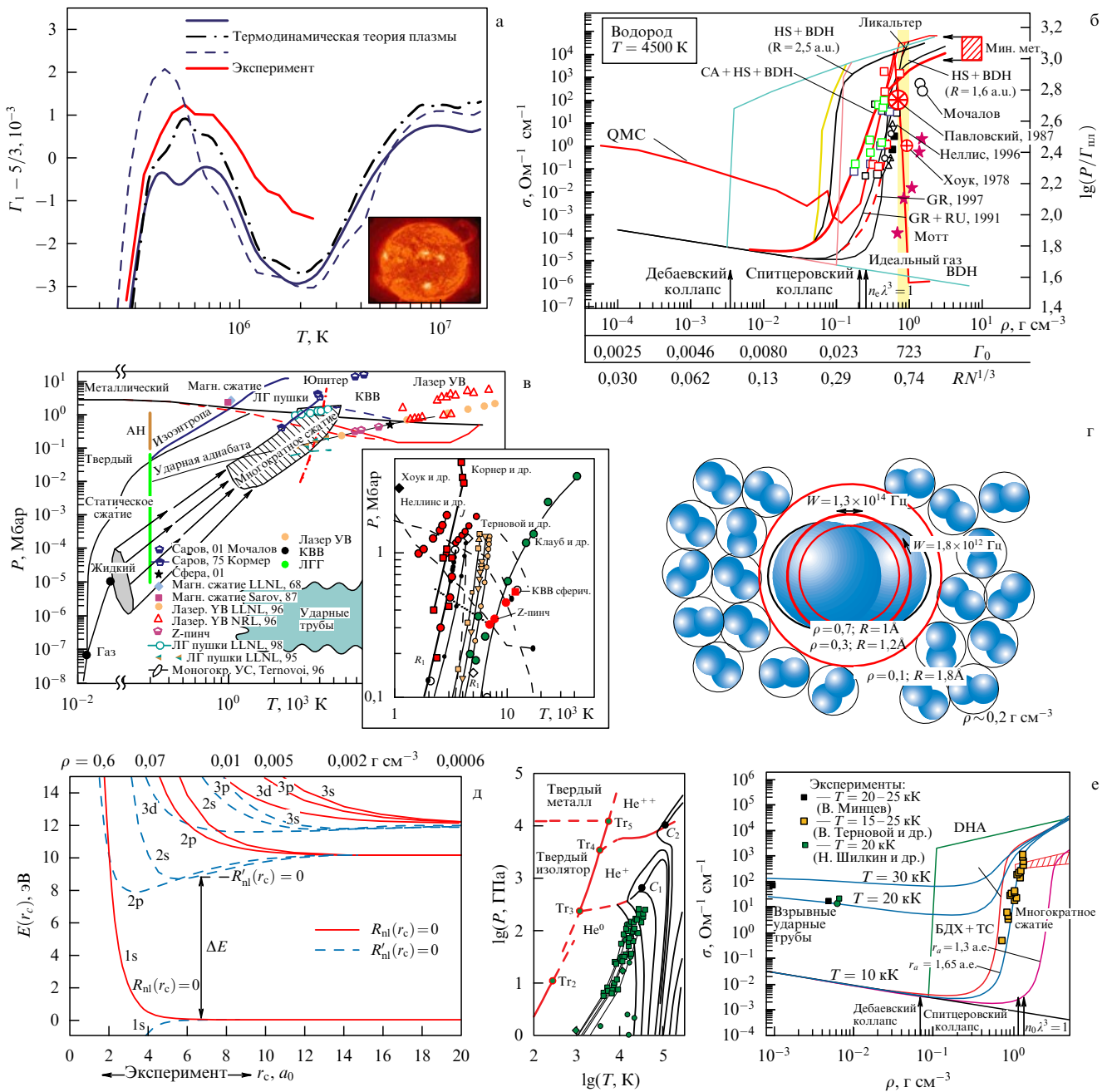


Рис. 17. Солнечная "сейсмология". (а) Сравнение экспериментальных данных по показателю адиабатической сжимаемости плазмы Солнца с рядом теоретических моделей плазмы [61]. На вставке показана фотография Солнца с протуберанцами и яркими зонами локальных энерговыделений, генерирующих глобальные осцилляции и акустические волны в солнечной плазме. (б) Ионизация давлением неидеальной плазмы водорода [12, 13, 17, 18, 34–37]. Выделена область термодинамического фазового перехода, звездочки — результаты измерения плотности методом импульсной рентгенографии [36, 37], QMC — расчеты квантовым методом Монте-Карло [33, 63], ДНА — модель Дебая – Хюккеля (в малом каноническом ансамбле), ВДН — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, HS — модель твердых сфер (ТС), СА — модель ограниченного атома. (в) Фазовая диаграмма водорода. Границы плазменных фазовых переходов отмечены штриховыми линиями [14], КВВ — конденсированное ВВ, ЛГ пушки — легко-газовые пушки. (г) Водород в мегабарном диапазоне давлений [12, 13, 34–37]. Молекула — затемненные кружки (голубой цвет в электронной версии статьи), сплошные окружности (красные сферы в электронной версии) — границы (размер) ячейки Вигнера – Зейтца при плотности ρ . (д) Энергетический спектр сжатого водорода в зависимости от размера сферы Вигнера – Зейтца r_c . (е) Фазовая диаграмма и ионизация давлением плазмы гелия.

Являясь наиболее распространенным (90 %) и в то же время наиболее простым химическим элементом в природе, водород всегда привлекал внимание исследователей разных специальностей в течение без малого 250 лет. Краткая хронология, относящаяся к нашей теме исследования, приведена в табл. 2.

Активные исследования уравнения состояния и электропроводности стимулируются важностью плазмы

водорода для астрофизики и физики планет-гигантов, а также поиском высокотемпературной сверхпроводимости его металлической фазы. Это является постоянным прагматическим стимулом исследований в последние 50 лет (рис. 17в) [62].

Опыты по изучению ионизации давлением плазмы водорода и благородных газов были выполнены с использованием техники многократного ударного сжатия,

Таблица 2.

Годы	Авторы и события
1766	Кавендиш открыл "горючий газ" — водород
1898	Дюваль — жидкий и твердый (водород) H_2 — щелочной металл?
1925	Фаулер — H_2 в звездах — плазма
1925	Герцфельд–Клаузиус–Моссотти: диэлектрическая катастрофа при $0,6 \text{ г см}^{-3}$
1935	Вигнер–Хантингтон: металлизация при 2,5 Мбар, $T = 0 \text{ К}$
1968	Ашкрофт — высокотемпературная сверхпроводимость металлического водорода
1972	Кормер и др.: многократное взрывное сферическое сжатие до 4 Мбар
1978	Хоук и др. — взрывное магнитное сжатие до 2 Мбар, 4000 К
1980	Мао, Хемли, Сильвера — статистическое сжатие до 1 Мбар
1987	Павловский и др. — взрывное магнитное сжатие до 1 Мбар, 3000 К
1990	Ашкрофт — диссоциация и металлизация при 3 Мбар
1993	Неллис и др. — реверберация ударных волн — полупроводниковые свойства, высокая проводимость
1996	Фортов, Терновой — взрывное квазиadiaбатическое сжатие — неидеальная плазма
1997	ДаСильва, Клауб и др. — лазерные ударные волны — неидеальная плазма
2001	Трунин, Фортов и др. — взрывные сферические ударные волны — неидеальная плазма
2001	Ассей, Кнудсен — электродинамическое ударно-волновое сжатие 1 Мбар
2005	Жерноклетов, Мочалов, Фортов и др. — взрывное цилиндрическое сжатие, плазменный фазовый переход

позволяющей осуществить квазиadiaбатическое сжатие, существенно (~ 10 раз) увеличив тем самым степень сжатия и снизив (до $4-5 \times 10^3 \text{ К}$) температуру вещества [12, 13, 34–37]. Опыты проводились в плоской и цилиндрической геометрии на легкогазовых пушках и взрывных металельных устройствах, а также цилиндрических взрывных магнитокумулятивных генераторах [17, 18], использующих мощное магнитное поле для "ионизации" процесса сжатия.

Выполненные в значительном количестве эксперименты показали резкое (до 5–6 порядков) возрастание статической электропроводности водорода в узком диапазоне конденсированных плотностей при мегабарных давлениях (рис. 17б). При этом максимально достигнутый уровень электропроводности в этих условиях составляет несколько сотен $\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, что близко к проводимости щелочных металлов и недалеко от "минимальной металлической" проводимости Иоффе–Регеля [65]. Поэтому обсуждаемый здесь эффект часто называют "металлизацией", что, конечно, не вполне корректно, так как согласно [28, 65] разделить понятие металл и диэлектрик можно только при $T = 0$. Нам представляется, что в обсуждаемом случае речь идет об "ионизации давлением" [14, 30], вызванной перекрытием волновых функций соседних атомов, что облегчает их ионизацию в плотной среде.

На рисунке 17г приведены геометрические характеристики молекулы водорода в изолированном состоянии по сравнению с приходящимся на одну молекулу доступным пространством (радиус ячейки Вигнера–Зейтца) при выбранной плотности ρ . Видно, что при плотности $\rho > 0,3 \text{ г см}^{-3}$ молекулы водорода становятся сравнимым, а затем меньшим сферы Вигнера–Зейтца. Физичес-

ки это соответствует сильному перекрытию волновых функций электронов соседних атомов даже в основном энергетическом состоянии. Такое перекрытие создает условия для делокализации [65] электронов и, следовательно, возможности их квазисвободного движения в плазме. Энергетический спектр и эффективный потенциал ионизации водорода ΔE в зависимости от размера сферы Вигнера–Зейтца представлен на рис. 17д. Сплошными (красными в электронной версии журнала *УФН*) линиями отмечена верхняя граница зоны, рассчитанная из условия равенства нулю радиальной части волновой функции $R_{nl}(r_c) = 0$ на границе ячейки, а нижняя граница (голубой цвет в электронной версии) зоны (штриховые линии на рис. 17д) определялась из аналогичного условия для ее производной $R'_{nl}(r) = 0$ (см. подробнее [14]). Видно, что в процессе сжатия при уменьшении r_c в условиях эксперимента происходит уширение энергетических уровней, их трансформация в энергетические зоны с последующим перекрытием этих зон и, как следствие, происходит уменьшение эффективного потенциала ионизации вещества ΔE . Полученная таким образом величина ΔE находится в разумном согласии с соответствующим значением, следующим из экспериментальных измерений температурной зависимости проводимости.

Аналогичные данные по измерению проводимости квазиadiaбатически сжатой плазмы были получены для ряда других элементов — He (рис. 17е), D_2 , Ag, Xe и смеси водорода с гелием — плазмы атмосферы Юпитера [14].

Для дополнительного изучения эффекта перекрытия электронных оболочек были выполнены эксперименты [66] по квазиadiaбатическому сжатию фуллерена C_{60} , имеющего характерный размер молекулы, значительно превосходящий размер атома водорода (7 Å против 1 Å). Как и ожидалось, давление "металлизации" фуллерена C_{60} оказалось (рис. 18) приблизительно на порядок меньшим, чем у водорода.

Отметим, что модели перехода вещества в проводящее состояние Мотта, Андерсона, Лифшица, Герцфельда, Ликальтера (см. подробней [14, 65]) также предсказывают переходы в близком эксперименту диапазоне параметров.

Характерной чертой большинства физических моделей неидеальной плазмы является их термодинамическая неустойчивость в области высоких неидеальностей ($\Gamma > 1$) [28–33, 63, 64, 67–69] там, где были запланированы и проведены опыты по динамическому сжатию плазмы [12, 13, 34–43]. Эта неустойчивость сильносжатых кулоновских систем соответствует "плазменному" фазовому переходу, предсказанному на упрощенных моделях Вигнером [29], Зельдовичем и Ландау [28], Норманом и Старостиным [31], Эбелингом и др. [30, 65], Сауномом и Шабрие [32, 68] и воспроизведенному беспараметрическими методами молекулярной динамики [69] и квантовым методом Монте-Карло [33, 61]. Соответствующая область плазменной неустойчивости ("дебаевский коллапс"), предсказанная кольцевым дебаевским приближением, отмечена на рис. 17б левой вертикальной стрелкой. Расчеты структуры неидеальной водородной плазмы методом Монте-Карло, использующим для учета квантовых эффектов технику фейнмановских интегралов по траекториям, приведены в работах [33, 63]. Хорошо видно фазовое расслоение плазмы с последующим формированием упорядоченной плазменной структуры в неидеальной плазме.

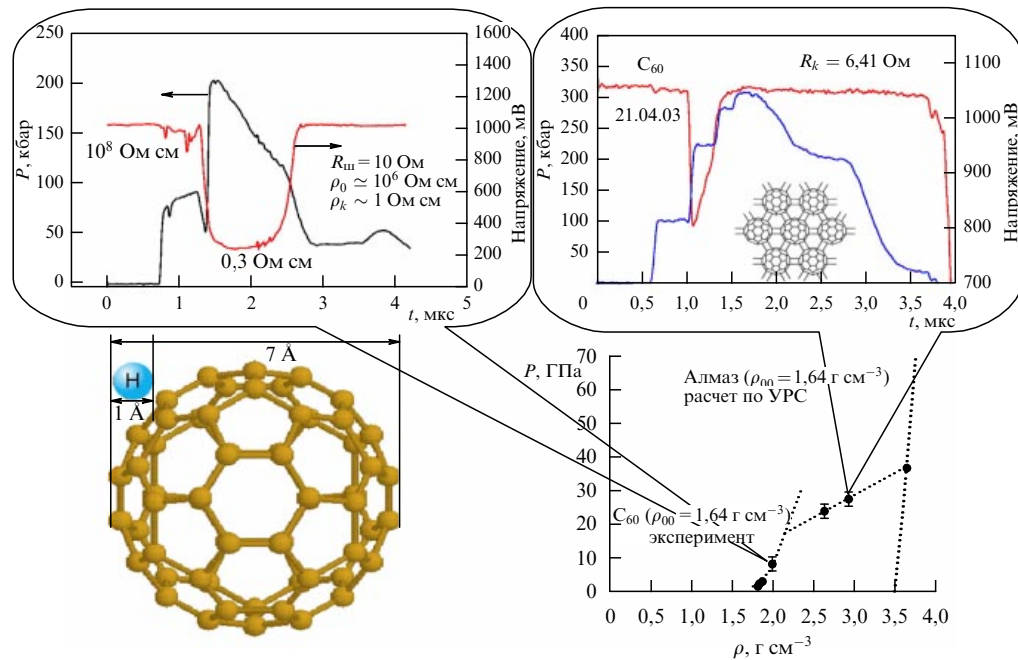


Рис. 18. "Металлизация" фуллерена C_{60} при высоких динамических давлениях [66].

Здесь, по-видимому, уместно отметить общую склонность сильносжатых кулоновских систем к пространственному упорядочению — фазовому переходу с образованием плазменных жидкостей и кристаллов. К настоящему времени такого рода кулоновские кристаллы наблюдались в ряде экзотических экспериментальных ситуаций: в неидеальной "пылевой" [70] и коллоидной [71] плазме, в охлажденных лазерным излучением ионных сгустках в электростатических ловушках [72] и циклотронных ускорителях [73], а также в двумерном электронном газе на поверхности жидкого гелия [74, 65].

С целью поиска фазового перехода в реальной электронной нейтральной электрон-ионной плазме были выполнены эксперименты [36, 37] по взрывному квази-адиабатическому сжатию в цилиндрической геометрии дейтериевой плазмы с измерением плотности плазмы методом импульсной рентгенографии (рис. 9а). Результаты экспериментов показали (рис. 19а) резкий ($\sim 25\%$) скачок плотности плазмы при давлении $\sim 1,2$ Мбар как раз в области параметров, где электрофизические измерения [12, 13, 17, 18, 34–37] уверенно демонстрируют резкий (5–6 порядков) рост электропроводности (рис. 17б и данные по проводимости на рис. 19а) и где расчеты квантовым методом Монте-Карло [33, 63] теряют свою устойчивость. Оцененные для этих условий величины параметра неидеальности составляют $\Gamma \sim \sim 150–200$ при частичном вырождении плазмы $n\lambda^3 \sim 1$.

Представляется, что полученные термодинамические и электрофизические измерения свидетельствуют об экспериментальной фиксации фазового перехода в неидеальной плазме при ее многократном ударном сжатии.

Ударно-волновое сжатие [77] "простых" металлов выявило удивительное и весьма нетривиальное поведение вырожденной сильнонеидеальной плазмы в мегабарном диапазоне давлений [75–77]. Согласно существовавшим до сих пор представлениям [65], электронные свойства щелочных металлов описываются простейшей

моделью однородного электронного ферми-газа с расположенными в нем точечными ионами. Однако более современные и изощренные квантово-механические модели [75, 76] предсказывают формирование при повышенных давлениях сложных кристаллических структур с высокими координационными числами, в которых происходит "спаривание" электронов проводимости и, как следствие, — снижение электропроводности в диапазоне давлений 0,3–1,0 Мбар.

Выполненные эксперименты по квазиадиабатическому сжатию Li, Na и Ca в этом диапазоне динамических давлений [16, 77, 76] уверенно продемонстрировали этот необычный эффект — вызванную давлением "диэлектризацию" простых металлов [16, 77, 76] (рис. 19б). Видно, что сжатие этих металлов сначала понижает их электропроводность ("диэлектризация"), а начиная с 1,2–2 Мбар они опять переходят в "металлическое" состояние, которое, по-видимому, будет полностью сохраняться при дальнейшем сжатии.

Для изучения "температурной" ионизации плотной плазмы были выполнены эксперименты по ударно-волновому сжатию тяжелых инертных газов, высокий молекулярный вес которых делает особо эффективным их разогрев в ударных волнах. Найденная в экспериментах "кулоновская" (обусловленная рассеянием электронов на зарядах) составляющая статической электропроводности плазмы в безразмерной форме $\sigma^* = \sigma_k / \omega_p$ (σ_k — кулоновская составляющая проводимости; $\omega_p = (4\pi e^2 n_c^2 / m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота) представлена на рис. 19в. Видно, что эксперимент охватывает широкий диапазон параметров, включая область высоких (до 3 г см^{-3}) плотностей и значительных величин плазменной неидеальности ($\Gamma > 10$). В этой области существующие модели электропроводности приводят к нефизическим результатам (спитцеровская и гулоновская расходимости), вызванным переоценкой в этих моделях эффектов кулоновского рассеяния и экранирования [4, 14, 42].

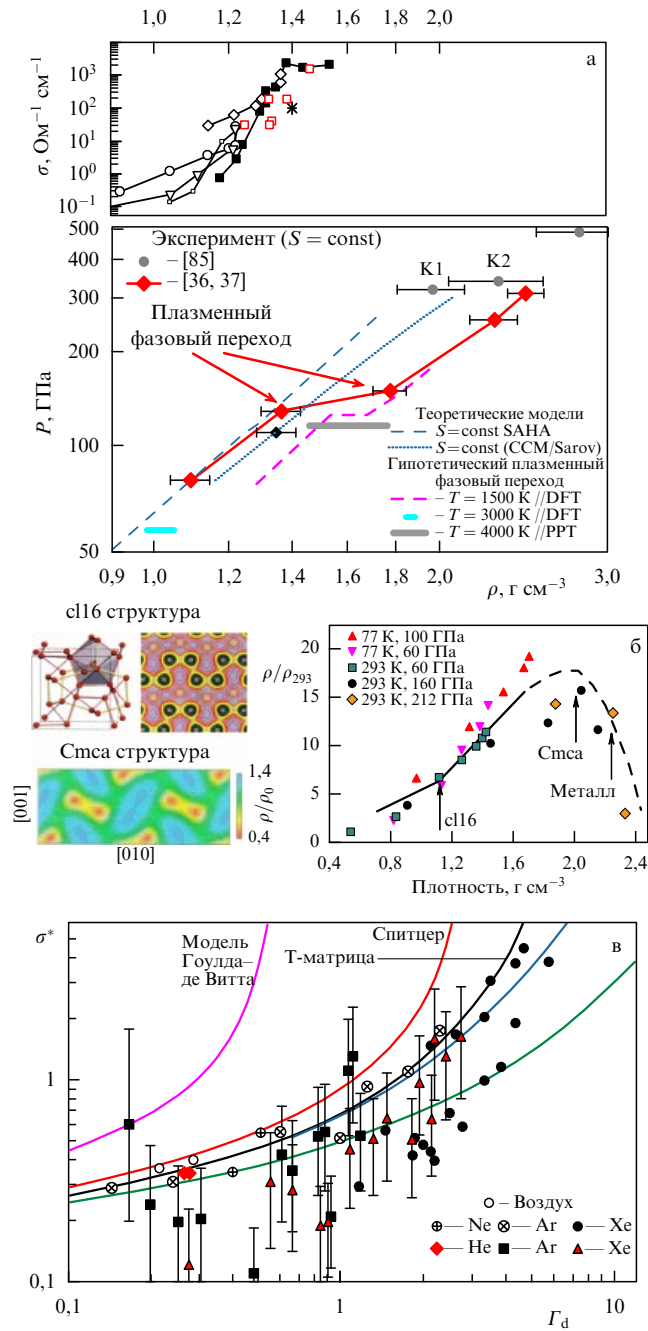


Рис. 19. (а) Фиксация адиабатической сжимаемости дейтериевой плазмы [36, 37]. Область плазменного фазового перехода заштрихована (дана желтым цветом в электронной версии). Вверху показаны данные по электропроводности. (б) Вызванная давлением "диэлектризация" вырожденной плазмы лития [16]. Слева структура и распределение электронной плотности фазы высокого давления [75]. (в) Температурная ионизация $T \sim J$. Статическая электропроводность неидеальной плазмы [4, 14, 43, 78]. О моделях (см. [57]).

В последующем эти измерения электропроводности были дополнены весьма информативными измерениями холловской проводимости ударно-сжатой плазмы [78] в продольном магнитном поле, что позволило найти концентрацию носителей подобно тому, как это принято в физике полупроводников [65] (рис. 20а).

Измерение резонансного при $\omega_{\text{laser}} \sim \omega_p$ отражения лазерного излучения от ударно-сжатой плазмы [79] позволяет получить независимую информацию о числе

"свободных" электронов и частоте электронных столкновений, косвенно проверив таким образом модели плазменной ионизации и модели процессов рассеяния в неидеальной плазме. Из данных рис. 20б видно, как коэффициент отражения света от плазмы увеличивается с ростом плотности, достигая высоких, характерных для металлических зеркал значений.

Измерения оптических свойств сильносжатой плазмы дали также достаточно неожиданные результаты. По развитым для неидеальной плазмы представлениям [57] увеличение плотности должно приводить к увеличению непрозрачности ввиду уширения спектральных линий и сдвига тормозного континуума. Экспериментальные данные показали [4, 21], однако, что в ряде случаев эффекты уширения являются менее заметными, в то время, как сами высоковозбужденные состояния в наблюдаемых спектрах могут отсутствовать (рис. 20в). Дело в том, что сильное межчастичное взаимодействие в неидеальной плазме вызывает сдвиг, уширение и "растворение" спектральных линий (рис. 17д), о чем свидетельствуют наблюдаемые спектры излучения плазмы водорода (рис. 20в), аргона (рис. 20г), алюминия и ксенона. Модель ограниченного атома частично описывает эти тонкие эффекты [4, 14, 42].

В рамках этой модели [4, 14] плазма рассматривается как равновесная смесь электронов, ионов и нейтралов, внутренняя электронная структура которых рассчитывается квантово-механическим методом Хартри-Фока, дающего при соответствующих граничных условиях возможность рассчитать волновые функции и уравнения энергии (рис. 17д, е), а затем — соответствующие силы осцилляторов спектральных линий и сечения возбуждения и ионизации [14, 81]. Пример такого рода расчетов для плазмы аргона представлен на рис. 20г, где хорошо виден эффект "выдавливания" энергетических уровней при сжатии плазмы, приводящей к ее "просветлению".

Для изучения физических свойств вещества в широкой области фазовой диаграммы был предложен метод адиабатической разгрузки [4, 19, 26, 27], основанный на генерации высокоэнергетических состояний при адиабатическом расширении вещества, предварительно сжатого и разогретого во фронте ударной волны до мегабарных давлений (рис. 21а). Этот метод позволяет достичь в динамических опытах состояния сильнонеидеальной плазмы, промежуточные (рис. 5) между сильносжатым конденсированным состоянием и разреженным металлическим паром, включая особо трудную для изучения область перехода металл-диэлектрик и высокотемпературную часть кривой кипения с окрестностью критической точки металлов. Этот экспериментальный метод позволяет непрерывным образом связать два экстремальных состояния вещества — неидеальную плазму конденсированных плотностей и мегабарных давлений с низкотемпературной областью разреженного металлического пара. Важно, что таким образом удастся исследовать недоступную для статических методов высокотемпературную часть кривой кипения металлов вплоть до их критической точки [82], где вещество сильно ионизовано, стимулируя быструю кинетику фазовых превращений [26, 27]. Ряд экспериментальных результатов по адиабатическому расширению урана представлен на рис. 21а, где с целью увеличения энтропии исходных для последующего расширения состояний использовалось ударное сжатие пористых образцов.

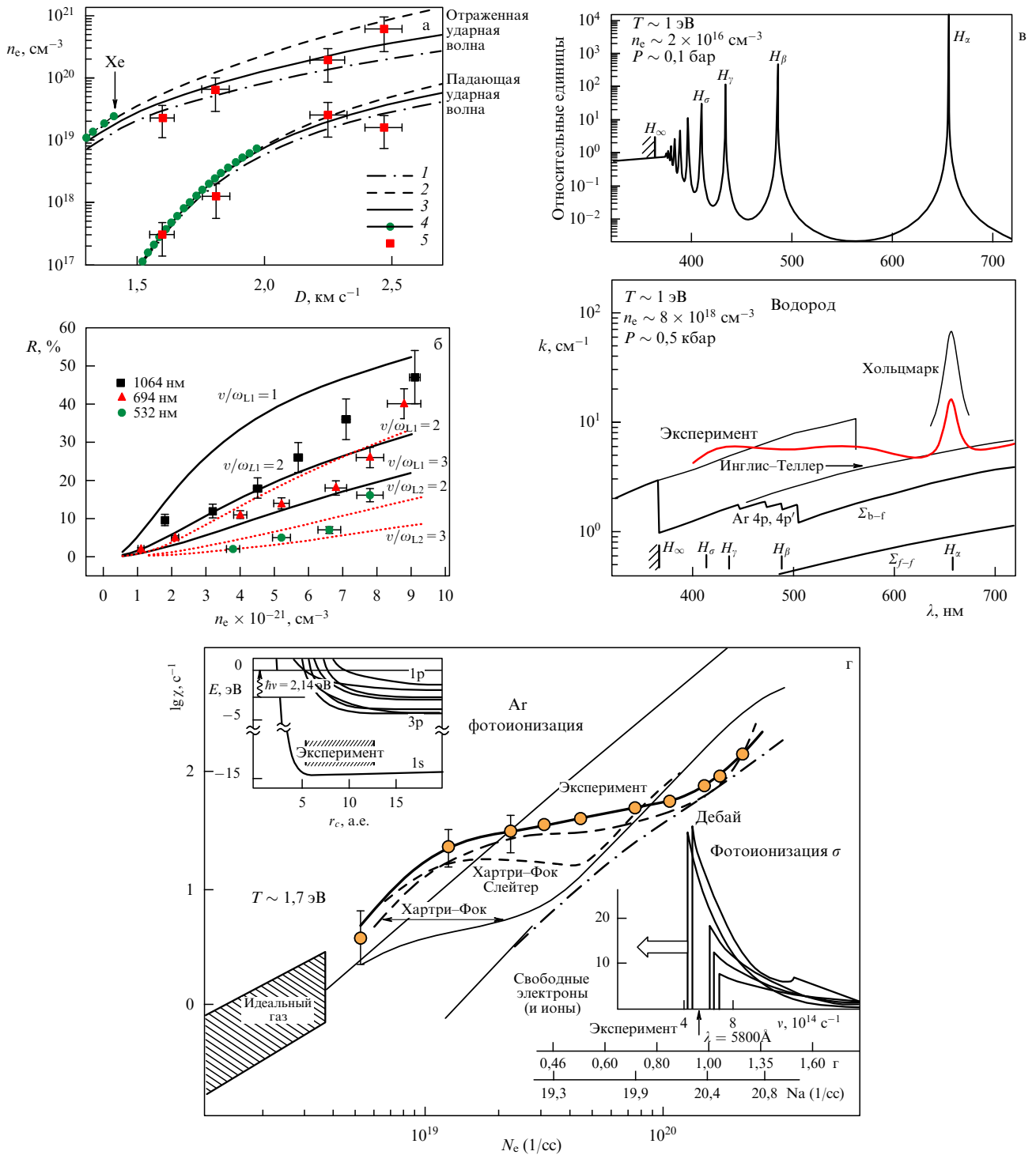


Рис. 20. (а) Плотность электронов ксеноновой плазмы, полученная по результатам измерения холловской проводимости [78]. (б) Коэффициенты отражения лазерного излучения с частотой ν от фронта ударно-сжатой плазмы [79]. (в) Эффект "растворения" спектральных линий в неидеальной плазме водорода [21]. Спектр плазмы низкой плотности ($n_e \sim 2 \times 10^{16}$ см⁻³). Спектр ударно-сжатой неидеальной плазмы с $n_e \sim 8 \times 10^{18}$ см⁻³. (г) Оптические свойства сжатой плазмы аргона — эффект просветления плазмы [21].

Видно, что нижние части адиабат S_1 и S_4 заходят в двухфазную область, приводя к скачкам скорости адиабатической разгрузки (правая часть рис. 21а).

Прямые регистрации эффективной температуры T_{ef} свечения адиабатически расширяющейся плазмы висмута дают информацию об оптических свойствах неидеальной плазмы [83]. Расширение из состояний ударного сжатия с давлением $\sim 3,6$ Мбар соответствует реализа-

ции существенно закритических состояний висмутовой плазмы, где эффекты неидеальности не столь значительны и наблюдаемая температура соответствует обычному [57] расчету, учитывающему свободно-свободные (f-f) и связанно-свободные переходы (b-f). Расширение из состояний с пониженным давлением $p_H = 2,8$ Мбар соответствует околокритическим состояниям, где эффекты неидеальности заметно влияют на дискретный энерги-

нений состояния, а на рис. 21в показан вид соответствующей термодинамической поверхности.

7. Заключение

Применение ударных волн в физике плазмы сделало возможным получение в лабораторных условиях состояний вещества с экстремально высокими плотностями энергии, характерными для первых секунд расширения Вселенной после Большого взрыва, и состояний, типичных для таких астрофизических объектов как звезды, планеты-гиганты и экзопланеты.

Полученная в динамических экспериментах информация существенно расширяет наши фундаментальные представления о физических свойствах вещества в значительной области фазовой диаграммы вплоть до ультравысоких давлений, на 10 порядков превосходящих атмосферное и до температур, на 7 порядков превышающих температуру человеческого тела.

Такое различие в масштабах, конечно, поражает воображение. Вольтер, однако, советовал нам помнить, что "...в природе это явление совершенно естественное и заурядное. Владения некоторых государей Германии и Италии, которые можно объехать в какие-нибудь полчаса, при сравнении их с империями Турции, Московии или Китая дают лишь слабое представление о тех удивительных контрастах, которые заложены во все сущее" [86].

Мы видим, что каждый раз, когда мы вторгаемся в новую область состояния вещества, измеренные нами свойства плазмы оказываются весьма необычными и, как правило, находятся в разительном противоречии с развитыми ранее представлениями и моделями. Но именно это делает движение по оси температур и давлений плазмы особенно увлекательным и захватывающим делом.

В этой статье, ввиду ограниченности объема, я смог коснуться только работ, где сам принимал участие или близких к ним. Значительно больше информации по физике неидеальной плазмы можно найти в цитируемых здесь обзорах и монографиях.

Мне приятно выразить мою глубокую благодарность моим коллегам и друзьям, с которыми были выполнены многочисленные эксперименты и расчеты: Л.В. Альтшулеру, В. Минцеву, В. Грязнову, Г. Канелю, И. Иосилевскому, Б. Ломакину, Ю. Иванову, В. Терновому, И. Ломоносову, Г. Норману, П. Левашеву, В. Беспалову, С. Анисимову, А. Леонтьеву, А. Старостину, В. Якушеву, В. Постнову, Р. Илькаеву, А. Бушману, Р. Трунину, А. Михайлову, М. Мочалову, М. Жерноклетову, Д. Хофману, М. Кулишу, В. Эбелингу, Г. Репке, Б. Шаркову, В. Султанову и другим моим коллегам.

Список литературы

1. Библия. *Ветхий Завет* "Первая Книга Царств" (Самуил) Глава 17: стихи 34, 40, 43, 51
2. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* 2-е изд. (М.: Наука, 1966)
3. Альтшулер Л В "Применение ударных волн в физике высоких давлений" *УФН* **85** 197 (1965); Альтшулер Л В и др. "Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений" *УФН* **169** 323 (1999)
4. Фортвов В Е, Храпак А Г, Якубов И Т *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
5. Hogan W J (Ed.) *Energy from Inertial Fusion* (STI/PUB/944) (Vienna, Austria: Intern. Atomik Energy Agency, 1995)
6. *Frontiers in High Energy Density Physics: The X-Games of Contemporary Science* (Washington, DC: The National Academies Press, 2003)
7. Аврорин Е Н, Водолага Б К, Симоненко В А, Фортвов В Е "Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества" *УФН* **163** (5) 1 (1993)
8. Канель Г И, Фортвов В Е, Разоренов С В "Ударные волны в физике конденсированного состояния" *УФН* **177** (2007) (в печати); Канель Г И, Разоренов С В, Уткин А В, Фортвов В Е *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
9. Fortov V E, Altshuler L V, Trunin R F, Funtikov A I *Shock Waves and Extreme States of Matter: High-Pressure Shock Compression of Solids VII* (Ed. R Graham) (New York: Springer, 2004)
10. Фортвов В Е, Красников Ю Г "О построении термодинамически полного уравнения состояния неидеальной плазмы по динамическим экспериментам" *ЖЭТФ* **59** 1645 (1970)
11. Владимиров А С, Волошин Н П, Ногин В Н, Петровцев А В, Симоненко В А "Ударная сжимаемость алюминия при давлениях $p > 1$ Гбар" *Письма ЖЭТФ* **39** 69 (1984)
12. Weir S T, Mitchell A C, Nellis W J "Metallization of fluid molecular hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar)" *Phys. Rev. Lett.* **76** 1860 (1996)
13. Ternovoi V Ya, Filimonov A S, Fortov V E, Kvitov S V, Nikolaev D N, Ryalling A A "Thermodynamic properties and electrical conductivity of hydrogen under multiple shock compression to 150 GPa" *Physica B* **265** 6 (1999)
14. Фортвов В Е, Терновой В Я, Жерноклетов М В, Мочалов М А, Михайлов А А, Филимонов А С, Пяллинг А А, Минцев В Б, Грязнов В К, Иоселевский И Л "Ионизация давлением неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне динамических давлений" *ЖЭТФ* **124** 288 (2003)
15. Набатов С С, Дремин А Н, Постнов В И, Якушев В В "Измерение электропроводности серы при сверхвысоких динамических давлениях" *Письма ЖЭТФ* **29** 407 (1979)
16. Фортвов В Е, Якушев В В, Каган К Л, Ломоносов И В, Постнов В И, Якушева Т И "Аномальная электропроводность лития при квазиизоэнтропическом сжатии до 60 ГПа (0,6 Мбар). Переход в молекулярную фазу?" *Письма ЖЭТФ* **70** 620 (1999)
17. Hawke P S, Burgess T J, Duerre D E, Huebel J G, Keeler R N, Klapper H, Wallace W C "Observation of electrical conductivity of isentropically compressed hydrogen at megabar pressures" *Phys. Rev. Lett.* **41** 994 (1978)
18. Pavlovski A I et al. "Isentropic solid hydrogen compression by ultrahigh magnetic field pressure in megabar range", in *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications* (Eds С М Fowler, R S Caird, D J Erickson) (New York: Plenum Press, 1987) p. 255
19. Грязнов В К, Жерноклетов М В, Иосилевский И Л, Симанов Г В, Трунин Р Ф, Трусов Л И, Фортвов В Е "Ударно-волновое сжатие сильнонеидеальной плазмы металлов и ее термодинамика" *ЖЭТФ* **114** 1242 (1998)
20. Грязнов В К, Николаев Д Н, Терновой В Я, Фортвов В Е, Филимонов А С "Генерация неидеальной плазмы путем ударно-волнового сжатия высокопористого SiO₂ — аэрогеля" *Хим. физика* **17** (2) 33 (1998)
21. Fortov V E, Bepalov V E, Kulish M I, Kuz S I "Experimental study of optical properties of strongly coupled plasmas", in *Strongly Coupled Plasma Physics: Proc. of the Yamada Conf. XXIV, Lake Yamanaoka, Japan, August 29–September 2, 1989* (Ed. S Ichimaru) (Amsterdam: Elsevier, 1990) p. 571; Kulish M et al. "Experimental study of Al line in dense xenon plasma", in *Proc. XXIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 17–22 July 1997, Toulouse, France* Vol. 1 (J. Phys. IV Colloq. (France), Vol. 7, No. C4, Eds M C Borge, A Gleizes) (Les Ulis: EDP Sci., 1997) p. C4-212
22. Грязнов В К, Иосилевский И Л, Фортвов В Е "Термодинамика сильно разогретой плазмы мегабарного диапазона давления" *Письма ЖЭТФ* **8** 1378 (1982)
23. Минцев В Б, Фортвов В Е "Взрывные ударные трубы" *ТВТ* **20** 745 (1982)
24. Ломакин Б Н, Фортвов В Е "Уравнение состояния неидеальной цезиевой плазмы" *ЖЭТФ* **63** (7) 92 (1972); Бушман А В,

- Ломакин Б Н, Сеченов В А, Фортов В Е, Щекотов О Е, Шарипджанов И И "Термодинамика неидеальной плазмы цезия" *ЖЭТФ* **69** 1624 (1975)
25. Фортов В Е, Терновой В Я, Квитов С В, Минцев В Б, Николаев Д Н, Пяллинг А А, Филимонов А С "Электропроводность неидеальной плазмы водорода в мегабарном диапазоне динамических давлений" *Письма ЖЭТФ* **69** 874 (1999)
26. Фортов В Е, Леонтьев А А, Дремин А Н, Першин С В "Изэнтропическое расширение ударно-сжатого свинца" *Письма ЖЭТФ* **20** 30 (1974)
27. Леонтьев А А, Фортов В Е "О плавлении и испарении металлов в волне разгрузки" *ПМТФ* (3) 162 (1974)
28. Зельдович Я Б, Ландау Л Д "Корреляция между жидкими и газообразными состояниями металлов" *ЖЭТФ* **14** 32 (1944)
29. Wigner E "On the interaction of electrons in metals" *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934); "Effects of the electron interaction on the energy levels of electrons in metals" *Trans. Faraday Soc.* **34** 678 (1938)
30. Ebeling V, Förster A, Fortov V E, Gryaznov V K, Polishchuk A Ya (Eds) *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas* (Teubner-Texte zur Physik, Bd. 25) (Stuttgart: B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1991)
31. Норман Г Э, Старостин А Н "Термодинамика сильно неидеальной плазмы" *ТВТ* **8** 413 (1970)
32. Saumon D, Chabrier G "Fluid hydrogen at high density: The plasma phase transition" *Phys. Rev. Lett.* **62** 2397 (1989)
33. Filinov V S, Fortov V E, Bonitz M, Levashov P R "Phase transition in strongly degenerate hydrogen plasma" *Письма ЖЭТФ* **74** 422 (2001)
34. Nellis W J "Dynamic compression of materials: metallization of fluid hydrogen at high pressures" *Rep. Prog. Phys.* **69** 1479 (2006)
35. Гришечкин С К и др. "Экспериментальное измерение сжимаемости, температуры и поглощения света в ударно-сжатом плотном газообразном дейтерии" *Письма ЖЭТФ* **80** 452 (2004)
36. Mochalov M A et al. "Study of thermodynamic and optical properties of deuterium under shock and quasiisentropic adiabatic compression", in *Intern. Conf. on Strongly Coupled Coulomb Systems, Moscow, Russia, June 20–25, 2005* Book Abstracts (Moscow, 2005) p. 35; Grishechkin S K et al. "Strong shock wave compression of gaseous deuterium; quasi-isentropic compression of gaseous deuterium in pressure range 75–300 GPa", in *Proc. of the Intern. Conf. on Strongly Coupled Coulomb Systems, Moscow, Russia, June 20–25, 2005* (J. Phys. A: Math. Gen., Vol. 39, No.17 (Special Issue), Eds V E Fortov, K Golden, G E Norman) (Bristol: IOP Press, 2006)
37. Fortov V E et al. "A phase transition in strongly non-ideal deuterium plasma, generated by quasiisentropic compression at megabars" *Phys. Rev. Lett.* (2007) (in press)
38. Забабахин Е И, Забабахин И Е *Явления неограниченной кумуляции* (М.: Наука, 1988)
39. Альтшулер Л В, Трунин Р Ф, Крупников К К, Панов Н В "Взрывные лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах" *УФН* **166** 575 (1996)
40. Альтшулер Л В, Крупников К К, Фортов В Е, Фунтиков А И "Начало физики мегабарных давлений" *Вестник РАН* **74** 1011 (2004)
41. Базанов О В и др. "Нерегулярное отражение конических сходящихся ударных волн в плексиглазе и меди" *ТВТ* **23** 976 (1985)
42. Fortov V E et al. "Thermophysical properties of shock compressed argon and xenon" *Contrib. Plasma Phys.* **41** 215 (2001); "Conductivity of nonideal plasma" *High Temp. Mater. Process.* **8** 447 (2004)
43. Минцев В Б, Фортов В Е "Электропроводность ксенона в закритических условиях" *Письма ЖЭТФ* **30** 401 (1979)
44. Dudin S V, Fortov V E, Gryaznov V K, Mintsev V B, Shilkin N S, Ushnurtsev A E "Investigation of shock compressed plasma parameters by interaction with magnetic field", in *Shock Compression of Condensed Matter, 1997* (AIP Conf. Proc., Vol. 429, Eds S C Schmidt, D P Dandekar, J W Forbes) (Woodbury, NY: AIP, 1998) p. 793; Шилкин Н С, Дудин С В, Грязнов В К, Минцев В Б, Фортов В Е "Эффект Холла в неидеальной плазме аргона и ксенона" *Письма ЖЭТФ* **77** 582 (2003)
45. Ostashev V E, Lebedev E F, Fortov V E "The problems of realization of electrodynamic acceleration regime in railguns with plasma armature", in *Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications* Pt. II (Eds M Cowan, R B Spielman) (New York: Nova Science, 1994) p. 1061
46. Fortov V, Rudakov L, Ni A "Application of intense relativistic electron beams in high dynamic pressure thermophysics" *Sov. Technol. Rev. Sec. B: Therm. Phys. Rev.* **371** 589 (1992)
47. Baumung K et al. "Shock-wave physics experiments with high-power proton beams" *Laser Particle Beams* **14** (2) 181 (1996)
48. Hoffmann D H H, Fortov V E, Lomonosov I V, Mintsev V, Tahir N A, Varentsov D, Wieser J "Unique capabilities of an intense heavy ion beam as a tool for equation-of-state studies" *Phys. Plasmas* **9** 3651 (2002)
49. Knudson M D, Hanson D L, Bailey J E, Hall C A, Asay J R, Anderson W W "Equation of state measurements in liquid deuterium to 70 GPa" *Phys. Rev. Lett.* **87** 225501 (2001)
50. Грабовский Е В, Воробьев О Ю, Дябилин К С, Лебедев М Е, Острик А В, Смирнов В П, Фортов В Е "Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча" *Письма ЖЭТФ* **60** 3 (1994)
51. Анисимов С И, Прохоров А М, Фортов В Е "Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях" *УФН* **142** 395 (1984)
52. Красюк И К, Пашинин П П, Семенов А Ю, Фортов В Е "Изучение теплофизических и механических свойств вещества в экстремальных условиях" *Квантовая электроника* **33** 593 (2003)
53. Pukhov A "Strong field interaction of laser radiation" *Rep. Prog. Phys.* **66** 47 (2003); Umstadter D "Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers" *Phys. Plasmas* **8** 1774 (2001)
54. Da Silva L B et al. "Absolute equation of state measurements on shocked liquid deuterium up to 200 GPa (2 Mbar)" *Phys. Rev. Lett.* **78** 483 (1997)
55. Mourou G A, Kajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
56. Ashitkov S I, Agranat M B, Kondratenko P S, Anisimov S I, Fortov V E, Temnov V V, Sokolowski-Tinten K, Zhou P, von der Linde D "Ultrafast structural transformations in graphite" *Письма ЖЭТФ* **75** 96 (2002)
57. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Гл. ред. В Е Фортов) (М.: Наука, 2000)
58. Киржниц Д А "Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры)" *УФН* **104** 489 (1971); Киржниц Д Ф, Лозовик Ю Е, Шпатаковская Г В "Статистическая модель вещества" *УФН* **117** 3 (1975)
59. Белов С И и др. "Ударно-волновое сжатие твердого дейтерия" *Письма ЖЭТФ* **76** 508 (2002)
60. Voriskov G V et al. "Shock compression of liquid deuterium up to 109 GPa" *Phys. Rev. B* **71** 092104 (2005)
61. Аюков С В, Батурин В А, Грязнов В К, Иосилевский И Л, Старостин А Н, Фортов В Е "Анализ малых примесей тяжелых элементов в солнечной плазме с помощью уравнения состояния SAHA-S" *Письма ЖЭТФ* **80** 163 (2004)
62. Максимов Е Г, Шилов Ю И "Водород при высоких давлениях" *УФН* **169** 1223 (1999)
63. Филинов В С, Левашов П Р, Бониц М, Фортов В Е "Расчет ударной адиабаты дейтерия квантовым методом Монте-Карло при давлении выше 1 Мбар" *Физ. плазмы* **31** 760 (2005); Filinov V S, Bonits M, Levashov P, Fortov V E, Ebeling W, Schlanges M, Koch S W "Plasma phase transition in dense hydrogen and electron-hole plasmas" *J. Phys. A: Math. Gen.* **36** 6069 (2003); Bezkravnyy V, Filinov V S, Kremp D, Bonitz M, Schlanges M, Kraeft W D, Levashov P R, Fortov V E "Monte Carlo results for the hydrogen hughoniot" *Phys. Rev. E* **70** 057401 (2004)
64. Бониц М, Муленко И А, Олейникова Е Н, Филинов В С, Фортов В Е, Хомкин А Л "О возможности фазового перехода в сверхплотном водороде и дейтерий" *Физ. плазмы* **27** 1085 (2001)
65. Гантмахер В Ф *Электроны в неупорядоченных средах* 2-е изд. (М.: Физматлит, 2005)
66. Осипьян Ю А, Авдонин Б В, Каган К Л, Николаев Р К, Постнов В И, Сидоров Н С, Шахрай Д В, Шестаков А Ф, Кведер В В, Фортов В Е "Немонотонное изменение электропроводности кристаллов фуллерена C₆₀ при динамическом

- сжатии до 300 кбар как свидетельство аномально сильного понижения энергетического барьера для полимеризации C_{60} при высоких давлениях" *Письма в ЖЭТФ* **81** 587 (2005)
67. Ebeling W, Richert W "Plasma phase transition in hydrogen" *Phys. Lett. A* **108** 80 (1985)
 68. Saumon D, Chabrier G "Fluid hydrogen at high density: pressure ionization" *Phys. Rev. A* **46** 2084 (1992)
 69. Baus M, Hansen J-P "Statistical mechanics of simple coulomb systems" *Phys. Rep.* **59** 1 (1980)
 70. Фортвов В Е, Храпак А Г, Храпак С А, Молотков В И, Петров О Ф "Пылевая плазма" *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E, Ivlev A V, Khrapak S A, Khrapak A G, Morfill G E "Complex (dusty) plasmas: current status, open issues, perspectives" *Phys. Rep.* **421** 1 (2005)
 71. Jin W et al., in *Strongly Coupled Plasma Physics* (Eds H M Van Horn, S Ichimaru) (Rochester, NY: Univ. Rochester Press, 1993) p. 357
 72. Dubin D H E, O'Neil T M "Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states)" *Rev. Mod. Phys.* **71** 87 (1999)
 73. Schätz T, Schramm U, Habs D "Crystalline ion beams" *Nature* **412** 717 (2001); Schramm U, Schätz T, Bussmann M, Habs D "Cooling and heating of crystalline ion beams" *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 561 (2003)
 74. Шашкин А А "Переходы металл–диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах" *УФН* **175** 139 (2005)
 75. Neaton J B, Ashcroft N W "Pairing in dense lithium" *Nature* **400** 141 (1999)
 76. Максимов Е Г, Магницкая М В, Фортвов В Е "Непростое поведение простых металлов при высоких давлениях" *УФН* **175** 793 (2005)
 77. Fortov V E, Yakushev V V, Kagan K L, Lomonosov I V, Maksimov E G, Magnitskaya M V, Postnov V I, Yakusheva T I "Lithium at high dynamic pressure" *J. Phys.: Condens. Matter* **14** 10809 (2002)
 78. Mintsev V B, Shilkin N S, Zaporozhets Yu B, Dudin S V, Gryaznov V K, Fortov V E "Measurements of Hall, DC and HF conductivity of nonideal plasma" *Contrib. Plasma Phys.* **43** 326 (2003); Шилкин Н С, Дудин С В, Грязнов В К, Минцев В Б, Фортвов В Е "Измерение электронной концентрации и проводимости частично ионизированной плазмы инертных газов" *ЖЭТФ* **124** 1030 (2003)
 79. Reinholz H, Zaporozhets Yu, Mintsev V, Fortov V E, Morozov I, Röpke G "Frequency-dependent reflectivity of shock-compressed xenon plasmas" *Phys. Rev. E* **68** 036403 (2003); Zaporozhets Yu et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Strongly Coupled Coulomb Systems, Moscow, Russia, June 20–25, 2005* (J. Phys. A: Math. Gen., Vol. 9, No. 17 (Special Issue), Eds V E Fortov, K Golden, G E Norman) (Bristol: IOP Press, 2006) p. 4329
 80. Жерноклетов М В "Ударное сжатие и изоэнтропическое расширение природного урана" *ТВТ* **36** (2) 231 (1998)
 81. Грязнов В К, Денисов О Б, Орлов Н Ю, Фортвов В Е, Кулиш М И, Минцев В Б "О механизме "исчезновения" спектральных линий в неидеальной плазме" *Физ. плазмы* **27** 1081 (2001)
 82. Алексеев В А, Фортвов В Е, Якубов И Т "Физические свойства плазмы высокого давления" *УФН* **139** 193 (1983)
 83. Квитов С В, Бушман А В, Кулиш М И, Ломоносов И В, Полищук А Я, Семенов А Ю, Терновой В Я, Филимонов А С, Фортвов В Е "Измерение радиационных характеристик плотной плазмы висмута при ее адиабатическом расширении" *Письма ЖЭТФ* **53** 338 (1991)
 84. Ronchi C, Iosilevski I L, Yakub E S *Equation of State of Uranium Dioxide: Data Collection* (Berlin: Springer, 2004)
 85. Fortov V E, Lomonosov I V "Thermodynamics of extreme states of matter" *Pure Appl. Chem.* **69** 893 (1997)
 86. Voltaire "Micromégas" *Romans* Vol. 1 (Paris, 1887); см. также Вольтер "Микромега" *Философские повести* (М.: Гослитиздат, 1960)

Intense shock waves and extreme states of matter

V.E. Fortov

Institute for High Energy Density, Associated Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Ishorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-495) 484-23 00, (7-495) 483-23 14
 Fax (7-495) 485-79 90
 E-mail: fortov@ras.ru; fortov@ihed.ras.ru

Knowledge of the physical properties of hot dense matter at megabar pressures over a wide range of the phase diagram is highly relevant to astrophysics, planetary physics, inertial confinement fusion, power engineering, pulse technologies, defence, and many other fields. The use of intense shock waves in physical and chemical research has made exotic extremes of matter an object of laboratory or "semi-laboratory" experiments. In this paper, the experimental studies of strongly coupled nonideal plasma using intense shock waves are summarized. The equation of state, composition, and thermodynamical and transport properties (including electrical conductivity) are discussed for strongly coupled matter generated by intense shock and rarefaction waves. Experimental methods for generating high energy densities in condensed matter; shock wave drivers; and problems of fast diagnostics are discussed. The pressure ionization and "dielectrization" of hot coupled matter are analyzed. The electrical conductivity and adiabatic compressibility of strongly coupled hydrogen and deuterium plasmas reveal the first signature of a plasma phase transition. Suggestions for further research are also given.

PACS numbers: **52.25.-b**, **52.35.Tc**, **64**

Bibliography — 86 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (4) 347–368 (2007)

Received 18 December 2006

Physics–Uspekhi **50** (4) (2007)