

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества

В.Е. Фортов, Д. Хоффманн, Б.Ю. Шарков

Целью обзора является рассмотрение научных идей и представление новых экспериментальных результатов в активно развивающейся области физических знаний, связанной с исследованием макроскопических термодинамических параметров вещества и коллективных явлениях в нем, возникающих при воздействии интенсивного ионного пучка на вещество. Эксперименты по генерации экстремальных термодинамических состояний в воспроизводимых экспериментальных условиях с помощью пучка ускоренных тяжелых ионов заняли особое место благодаря объемному характеру энерговыделения ионного пучка в веществе, привлекая в последние годы внимание ученых во всем мире. При этом использование релятивистских ускорителей, являющихся уникальным инструментом для исследования экстремального состояния вещества, открывает новые возможности генерировать различные состояния материи, в том числе с экзотическим набором термодинамических параметров. Эксперименты посвящены в основном фундаментальным проблемам определения уравнений состояния вещества при сверхвысоких давлениях, плазменных фазовых переходов, критических точек металлов, аномальной проводимости, неконгруэнтных фазовых превращений, атомной физики при сильном межчастичном взаимодействии.

PACS numbers: 28.52.Cx, 52.59.-f, 64.10.+h, 87.53.-j

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802a.0113

Содержание

1. Введение (113).
2. Мощные тяжелоионные ускорители (116).
3. Особенности физических процессов при взаимодействии ионов с веществом (117).
4. Генерация экстремальных состояний материи с помощью интенсивных ионных пучков (119).
 - 4.1. Безударная генерация высокоэнергетических состояний.
 - 4.2. Квазиизохорический режим нагрева.
 - 4.3. Цилиндрическая имплозия для получения высоких степеней сжатия вещества.
 - 4.4. Квазиизэнтропический режим.
5. Теоретические и экспериментальные исследования процессов энерговыделения тяжелых ионов (122).
 - 5.1. Торможение ионов в идеальной плазме.
 - 5.2. Эксперимен-

тальные исследования процессов торможения ионов в плазме. 5.3. Торможение частиц в плазме с сильным межчастичным кулоновским взаимодействием.

6. Нагрев и гидродинамическое движение вещества под действием мощных потоков тяжелых ионов (128).
 7. Возможности пучков тяжелых ионов для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием (131).
 - 7.1. Мощные ускорители-драйверы.
 - 7.2. Мишени тяжелоионного инерциального термоядерного синтеза.
 - 7.3. Концепции реакторной камеры и электростанции на основе инерциального термоядерного синтеза.
 8. Заключение (133).
 9. Приложение. Адронная терапия с использованием пучков от ускорителей (133).
- Список литературы (136).

В.Е. Фортов. Институт теплофизики экстремальных состояний Обьединенного института высоких температур РАН, ул. Ижорская 13/19, 125412 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 484-23-00, (495) 483-23-14. Факс (495) 485-79-90
E-mail: fortov@ras.ru

Д. Хоффманн. Institut für Kernphysik, Schlossgartenstr. 9, D-64289 Darmstadt, Deutschland
Tel. + 49-6159-71-2664. Fax + 49-6159-71-2888
E-mail: D.Hoffmann@gsi.de

Б.Ю. Шарков. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 123-02-88, (495) 123-80-93. Факс (495) 123-30-88
E-mail: boris.sharkov@itep.ru

Статья поступила 25 июня 2007 г.

1. Введение

В последние годы значительное внимание исследователей привлекает изучение состояния вещества с высокими концентрациями энергии и, как следствие, с высокими давлениями и температурами. Эти состояния вещества занимают на фазовой диаграмме [1–3] область, лежащую между областью холодного конденсированного состояния и областью высокотемпературной плазмы (рис. 1). Речь идет о значениях плотности от величины плотности твердой фазы до в 100 раз превосходящего ее значения и о температурах в диапазоне 0,1–100 эВ, где вещество представляет собой неидеальную плазму, которой свойственно вырождение электронов и сильное межчастичное взаимодействие.

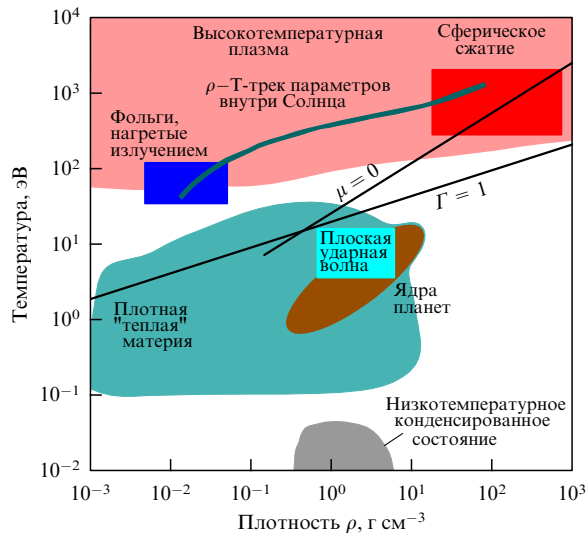


Рис. 1. Фазовая диаграмма вещества [9]; μ — химический потенциал, Γ — параметр неидеальности плазмы.

Проявляемый сейчас интерес к экстремальному состоянию вещества обусловлен по крайней мере двумя причинами.

Во-первых, исследования плазмы с сильным межчастичным взаимодействием расширяют фундаментальные представления о веществе в природе, поскольку такая плазма является наиболее распространенным состоянием материи во Вселенной: до 98 % материи (за исключением "темной материи", если она существует) — это астрофизические объекты, состоящие из сильно ионизованного вещества с высокой плотностью. Кроме того, интерес к сверхплотному состоянию вещества обусловлен рядом современных проблем планетарной геофизики. Примерами исследований последнего направления являются определение параметров экзопланет (таких как двойник Юпитера и экзопланеты в системе звезды Мю созвездия Жертвенник), а также исследования планет Солнечной системы, в частности установление уравнений состояния льда (слои которого имеются на Уране и Нептуне), железа (ядро Земли) и изучение проблемы металлизации водорода, важной для определения структуры гигантских планет Юпитера и Сатурна.

Во-вторых, совокупность проводимых исследований имеет большое практическое значение для таких областей, как атомная энергетика, управляемый термоядерный синтез (УТС), оборонный комплекс, безопасность ядерных реакторов, синтез сверхпрочных материалов, технологии ядерных материалов, плазменные технологии и медицина.

Известно, что физические свойства плазмы становятся простыми в двух предельных случаях: либо при сверхвысоких температурах, либо при сверхвысоких давлениях. При высоких температурах и низкой плотности вещества межчастичное взаимодействие невелико и можно применять модель квазиидеального газа Дебая — Хюккеля. Во втором случае внутренние уровни атомов сдвинуты и становится возможным применение теоретической модели Томаса — Ферми [1, 2, 4].

Для неидеальной плазмы с высокой плотностью и сравнительно невысокой температурой отношение Γ

энергии кулоновского взаимодействия частиц к термической энергии превышает единицу, $\Gamma \geq 1$. В такой плазме ионы сильно взаимодействуют, а электроны являются частично вырожденными: $n_e \lambda_e^3 \sim 1$ (где $\lambda_e = [2\pi\hbar^2 / (mkT)]^{1/2}$ — де-бройлевская длина волны электрона). Такая плазма сложна для теоретического описания, поскольку статистика электронной системы занимает промежуточное положение между статистиками Больцмана и Ферми.

Таким образом, в интересующей нас области фазовой диаграммы теоретические модели находятся на границах применимости и эксперименты являются необходимым способом проверки теорий.

Ключевой экспериментальной проблемой является генерация в лаборатории состояний вещества с точно измеряемыми термодинамическими параметрами. Последние достижения в увеличении энергии, мощности и яркости пучков заряженных частиц, лазеров, генераторов Z-пинчей открывают возможности создания материи с экстремально высокой удельной плотностью энергии в лабораторных условиях. Новое поколение экспериментальных установок — "драйверов", способно обеспечить значение плотности концентрации энергии в веществе более чем 10^{11} Дж м⁻³ и, как следствие, значения температуры и давления вещества, существенно превосходящие уровни в 10^4 К и 1 Мбар. Подобные давления и температуры реализуются в ударно-волновых экспериментах с химическими взрывчатыми веществами (ВВ), в подземных ядерных взрывах [5–9], а также в ядрах гигантских планет и звездах. Таким образом, новые экспериментальные устройства открыли новые возможности для лабораторного изучения физики явлений, свойственных по масштабу астрофизическим объектам, позволяя генерировать в макроскопических количествах вещество с экстремальными термодинамическими параметрами. Примечательно, что экстремальное состояние вещества, достигнутое в лаборатории, соответствует состоянию материи Вселенной в первую секунду после Большого взрыва [2].

Эксперименты направлены в основном на решение фундаментальных проблем: определение уравнений состояния веществ при сверхвысоких давлениях, исследование плазменных фазовых переходов, критических точек металлов, аномальной проводимости, неконгруэнтных фазовых превращений, атомной физики при сильном межчастичном взаимодействии [2]. Происходящее параллельно с развитием мощных установок-генераторов революционное развитие вычислительных средств сделало возможным компьютерное моделирование сложных процессов нелинейной динамики и коллективных процессов, характерных для лабораторной плазмы в экстремальных условиях, включая гидродинамическое движение, которое может существовать помимо этого только в гигантских масштабах во Вселенной [3].

Особое место среди мощных источников энергии — драйверов — занимают релятивистские ускорители тяжелых ионов. Крупные ускорители, которые действуют во многих лабораториях мира, хорошо известны как основной экспериментальный инструмент в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц, квантовой хромодинамике, физике сверхплотной ядерной материи [10], т.е. по направлениям, которые всегда являлись передним краем современного естествознания,

расширяя основополагающие физические представления о Природе. При этом требовалось постоянное продвижение в область все больших энергий и увеличение фазовой плотности пучков ускоряемых частиц.

Ускорительная наука и техника прошли впечатляющий путь от первого циклотрона с энергией протонов 1,2 МэВ, созданного Э. Лоуренсом в 1932 г., до сооружаемого в ЦЕРНе Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider — LHC) с энергией 7×10^6 МэВ. За это время в мире были созданы десятки и сотни ускорителей различных типов, представляющие собой гигантские электротехнические системы, аккумулирующие наивысшие достижения инженерной мысли и отличающиеся высокой степенью надежности.

На ускорительном комплексе LHC предполагается осуществить столкновение двух пучков протонов с энергией 7 ТэВ, а впоследствии обеспечить изучение процессов при столкновениях высокоионизованных ионов свинца Pb^{82+} с энергией до 177 ГэВ на нуклон. К началу XXI в. вступил в строй Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider — RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (США), обеспечивающий энергию сталкивающихся ионов золота до 500 ГэВ на нуклон в системе центра масс. Стоимость сооружения каждого из этих крупнейших ультрарелятивистских адронных ускорительных комплексов (LHC и RHIC) составляет несколько миллиардов долларов и находится на грани экономических возможностей богатейшей страны мира и такого международного сообщества, как Европейский союз [11]. В научные программы этих комплексов входит экспериментальное исследование фундаментальных проблем физики высоких энергий при столкновениях адронов, которые сопровождаются образованием сверхплотного ядерного вещества — так называемой кварк-глюонной материи. Так, на ускорителях в ЦЕРНе и Брукхейвене проведены уникальные эксперименты по генерации ультрарелятивистского барионного состояния вещества с плотностью $\sim 10^{15}$ г см⁻³ и температурой ~ 200 МэВ в индивидуальных актах столкновений тяжелых ядер Cu—Cu и Au—Au [12]. В соответствии с современными представлениями именно в таком состоянии находилось вещество Вселенной уже в первые микросекунды после Большого взрыва, а также находится вещество таких астрофизических объектов, как нейтронные звезды и черные дыры. Неслучайно в период подготовки этих экспериментов появились спекуляции на тему безопасности их проведения как раз из-за опасений возникновения в лабораторных условиях черной дыры с последующим уничтожением (!) цивилизации и планеты Земля. Примечательно, что численные эксперименты в данной области (так называемые решеточные исследования) проводятся с использованием самых мощных в мире суперкомпьютеров с привлечением семимерных (и с большей размерностью) математических моделей.

Для нашего рассмотрения принципиально важно, что эти ускорительные эксперименты направлены на получение пучков частиц ультрарелятивистских энергий и исследование индивидуального акта столкновения адронов. Именно поэтому к основным характеристикам качества коллайдера, с точки зрения физики элементарных частиц, относят так называемую светимость L , которая измеряется числом сталкивающихся частиц на 1 см^2 в 1 с , определяя скорость набора статистики [13].

(Проектная светимость LHC $L \sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.) При этом эффекты коллективного взаимодействия пучка адронов с мишенями рассматриваются как побочные и нежелательные явления.

Однако в общем случае за потери в веществе энергии быстрой заряженной частицей ответственны не только упругие и неупругие ядерные процессы, но и кулоновское взаимодействие частицы с атомами мишени. Более того, очевидно, что при небольших энергиях (менее 500 МэВ на нуклон) сечения кулоновского взаимодействия на много порядков больше ядерных сечений: $\sigma_c \sim 10^6 \sigma_n$. Поэтому правомерным (и естественным) представляется другое возможное применение интенсивных пучков заряженных частиц высокой мощности, а именно их использование для резкого изменения термодинамических параметров вещества мишени, на которую такой пучок сфокусирован, в результате эффективного кулоновского нагрева за счет передачи кинетической энергии пучка макроскопическим объемам вещества мишени.

Разумеется, генерируемые таким способом состояния вещества оказываются существенно "менее экстремальными", чем получаемые в ядро-ядерных столкновениях, но все же, поскольку они характеризуются давлениями мегабарного диапазона, представляют большой интерес для современной физики неидеальной плазмы и ее термо-ядерных и астрофизических приложений.

Важно подчеркнуть, что для генерации плотной неидеальной плазмы современные ускорители обладают весьма привлекательными свойствами. Так, было обращено внимание на то, что совокупная кинетическая энергия ускоренных и накопленных пучков ионов современных ускорителей уже сегодня составляет несколько сотен килоджоулей, а создаваемый в ЦЕРНе Большой адронный коллайдер будет иметь полную энергию пучка протонов ~ 300 МДж. Очевидно, что концентрация таких колоссальных энергетических потоков в малом объеме вещества в короткий промежуток времени является весьма привлекательной с точки зрения задачи генерации экстремального состояния вещества в макроскопических объемах [14].

Именно эти свойства интенсивных ионных пучков послужили основной мотивацией выдвинутого в начале 1980-х годов предложения об использовании мощных ускорителей тяжелых ионов для УТС с инерционным удержанием [15] (см. раздел 7).

В нашем обзоре мы сосредоточимся на результатах исследований макроскопических термодинамических параметров вещества и коллективных явлений в нем, возникающих при воздействии интенсивного ионного пучка на вещество. Сегодня изучение процессов взаимодействия быстрых тяжелых ионов с веществом в различных состояниях, в том числе экстремальных термодинамических, является актуальной темой экспериментальных и теоретических исследований, в течение последних лет приковывающих внимание ученых России, Германии, Франции, Великобритании, США и Японии. Совокупная поддержка данного направления исследований правительственными организациями в мире составляет ~ 100 млн долларов в год, что позволит использовать наиболее современные ускорительные установки [16, 17].

Итак, целью настоящего обзора является рассмотрение научных идей и обсуждение новых экспериментальных результатов в этой активно развивающейся области физических знаний.

2. Мощные тяжелоионные ускорители

Научные задачи физики элементарных частиц, с одной стороны, и практические задачи генерации экстремального состояния в макроскопических объемах вещества, с другой, выдвигают различные требования к параметрам ускорителей: если для первого круга проблем требуются максимальные значения энергии ускоренных частиц и светимости коллайдеров, то для второго круга задач достаточно сравнительно невысоких энергий (5–50 ГэВ на ядро), но при максимальной интенсивности как можно более тяжелых частиц. На ряде современных ускорителей удается сочетать оба эти режима, в связи с чем в научных программы ускорительных лабораторий входят оба круга экспериментальных задач. При этом для макроскопического нагрева вещества представляет интерес такая совокупность параметров пучка от ускорителя, которая обеспечивает уровень удельного энергозложения E_s , превышающий пороговый уровень, $E_s \geq 1$ кДж г⁻¹, позволяющий испарить и ионизировать большинство материалов мишени (см. раздел 3). Примерами ускорителей, в которых достигнуто такое удачное сочетание режимов, являются всемирно известные ускорители тяжелых ионов — SIS-18 в Институте по исследованию тяжелых ионов (Gesellschaft für Schwerionenforschung — GSI) (Дармштадт, ФРГ) [16, 18] и Тераваттный накопитель (ТВН) в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) (Москва) [17].

В то же время для выполнения ряда конкретных экспериментов, связанных с фундаментальной физикой взаимодействия интенсивных ионных пучков с веществом, используются пучки ионов и даже протонов от ускорителей с невысокой интенсивностью. Так, важные результаты были получены на циклотроне У-400М в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) (Дубна), на тандемах в Эрлангенском университете (ФРГ) и Институте ядерной физики Парижского университета (Орсэ, Франция), на линейном ускорителе тяжелых ионов в Токийском технологическом институте (Япония) и др. [15].

Наиболее интенсивные ионные пучки генерируются на тяжелоионном ускорительном комплексе в GSI (рис. 2). Этот комплекс состоит из линейного инжектора UNILAC (*Universal Linear Accelerator*) и комбинации двух колец: синхротрона SIS-18 (магнитная жесткость 18 Тл м)¹ и накопительного кольца ESR (*Experimental Storage Ring*). Гибкое применение источников различного типа позволяет использовать для экспериментов ионы в широком диапазоне атомных масс — от углерода до урана.

Выведенные из кольца SIS-18 и сфокусированные пучки ионов с энергией 200–300 МэВ на нуклон используются для генерации состояния вещества с высоким уровнем плотности энергии. Достигнутая на сегодня интенсивность пучков ионов урана $\sim 5 \times 10^9$ (число частиц за один импульс) позволяет получать уровень удельного энергозложения ~ 1 кДж г⁻¹, достаточный для нагрева мишени из вольфрама до температуры 4000 °С. В экспериментах также активно используются пучки ионов с энергией 3–10 МэВ на нуклон от уско-

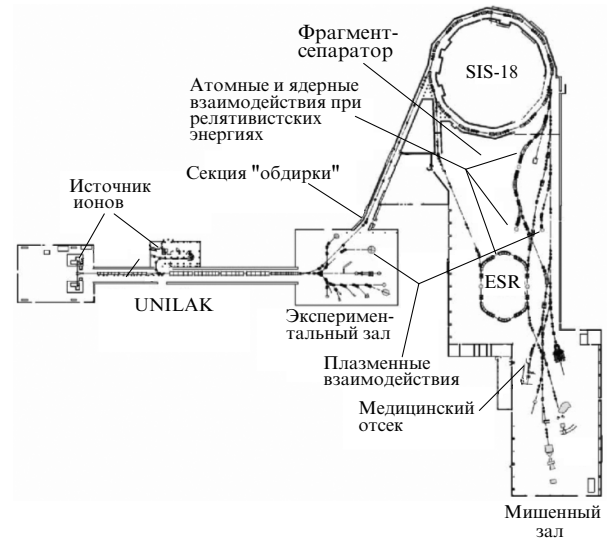


Рис. 2. Схема ускорительного комплекса в GSI (Дармштадт, ФРГ) [18].

рителя UNILAC, которые взаимодействуют с плазменными мишенями различного типа — разряд в газе, лазерная плазма, плазма взрывного генератора (см. раздел 5).

Сейчас проводятся работы по модернизации систем ускорительного комплекса, которые позволят не только увеличить интенсивность ионных пучков в SIS-18 до предельно возможной по эффекту пространственного заряда ($\sim 10^{10}$ частиц за один импульс для ионов урана), но и сократить длительность импульса на мишени до 50–100 нс за счет временной компрессии пучка высокочастотным (ВЧ) полем.

В 2007 г. в GSI в рамках международного проекта FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) [19] началось создание нового ускорительного комплекса SIS-100/300, для которого действующий ускоритель SIS-18 будет являться инжектором. Проектные параметры нового ускорителя позволяют достичь уровня энергозложения более чем в 100 кДж г⁻¹. Исследования по физике высокой плотности энергии (ФВПЭ) являются важной частью программы научных исследований на создаваемом ускорителе. Существенной особенностью новой установки станет возможность сочетать в одной экспериментальной камере воздействие на вещество и мощного импульса тяжелых ионов, и мощного лазерного импульса. Для этого одновременно создается лазер на неодимовом стекле петаваттного уровня мощности — PHELIX (*Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments*) [20].

В 2003 г. в ИТЭФ состоялся запуск тяжелоионного ускорительно-накопительного комплекса — Тераваттного накопителя (проект ТВН-ИТЭФ) [17, 21] (рис. 3). При этом осуществлен физический пуск установки, который доказал работоспособность принципиальной схемы, а также всех ее ключевых элементов и систем. Работа по проекту, которая началась в 1997 г., заключалась в глубокой модернизации имеющегося в ИТЭФ синхротрона (У-10), малого вспомогательного кольца (УК), тяжелоионного инжектора (И-3) и лазерного источника ионов. Основная цель проекта — достижение тераваттного (100 кДж 100 нс⁻¹) уровня мощности

¹ SIS — аббревиатура от нем. Schwerionen Synchrotron — тяжелоионный синхротрон.

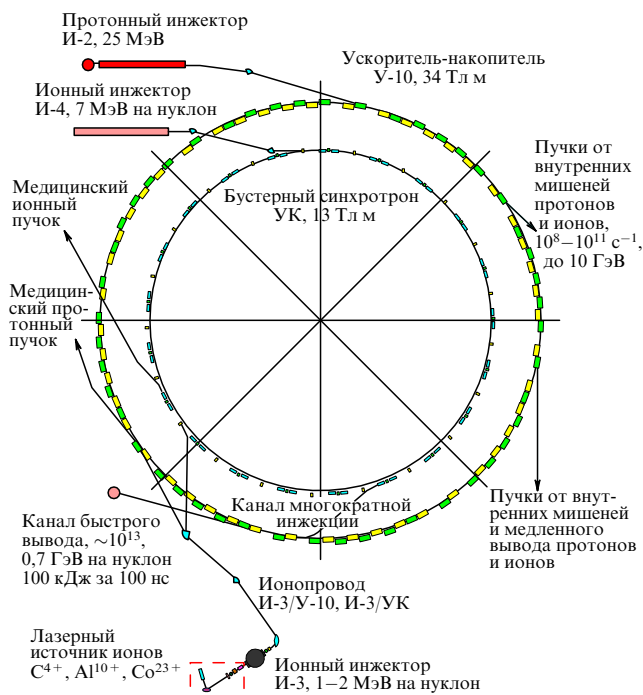


Рис. 3. Схема Тераваттного накопителя (ТВН) ионов в ИТЭФ (Москва).

ускоренных и накопленных пучков ионов с промежуточной массой ($A \sim 60$).

К настоящему моменту впервые в мире успешно реализована сложная технологическая цепочка ускорения и накопления интенсивных пучков тяжелых ионов для комплекса новых научных и прикладных исследований по актуальным направлениям:

- физике высокой плотности энергии в веществе;
- фундаментальной релятивистской ядерной физике;
- ядерному топливному циклу;
- медицинской физике;
- физике сильноточных ионных пучков и ускорителей заряженных частиц.

Новая установка способна не только ускорять ионы до энергии 4,3 ГэВ на нуклон для экспериментов по релятивистской ядерной физике, но и накапливать тяжелые ионы с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт на нуклон с последующей компрессией во времени накопленного пучка до тераваттного уровня мощности и для проведения экспериментов по ФВПЭ в веществе. Сегодня ускорительно-накопительная установка ТВН-ИТЭФ включает в себя ионный инжектор И-3, рассчитанный на энергию 4 МэВ, бустерный синхротрон УК, рассчитанный на энергию до 700 МэВ на нуклон, ускорительно-накопительное кольцо У-10 с системами многократной нелиувилевской инжекции ионного пучка, быстрого вывода накопленного пучка и каналом транспортировки выведенного пучка на экспериментальную мишень. Следующий этап модернизации ускорительного комплекса ИТЭФ, запланированный на 2006–2009 гг., предусматривает повышение эксплуатационных параметров установки ТВН-ИТЭФ, дальнейшее развитие и расширение экспериментальных возможностей ускорительного комплекса, а также развертывание физических экспериментов с пучками тяжелых ионов при уровне энерговложения $\sim 10 \text{ кДж г}^{-1}$. Таким образом, в

ближайшие годы новые мощные тяжелоионные ускорители ТВН-ИТЭФ и SIS-100 обеспечат увеличение уровня удельного энерговложения в несколько десятков раз — до значений $\sim 10-100 \text{ кДж г}^{-1}$.

3. Особенности физических процессов при взаимодействии ионов с веществом

В интересующем нас диапазоне энергий ускоренных частиц ($\leq 500 \text{ МэВ}$ на нуклон) тяжелые ионы передают свою кинетическую энергию веществу мишени в объеме вдоль траектории пробега частицы в процессе торможения, сопровождающемся обменом энергией при кулоновских столкновениях со свободными и связанными электронами, а также с ионами тормозящей среды. При этом важным достоинством пучка заряженных ионов является строгая линейная направленность трека частицы с выраженным пиком энерговыделения в конце пробега — так называемым пиком Брэгга [22, 23] (рис. 4). Подобным свойством не обладает ни одно из других ионизирующих излучений.

Таким образом, интенсивные пучки высокоэнергетических тяжелых ионов обладают важным преимуществом с точки зрения возможности генерации экстремального состояния вещества в воспроизводимых экспериментальных условиях — подбором значений энергии частиц, их массы, заряда и геометрии мишени можно задавать профиль энерговыделения и обеспечивать эффективность поглощения энергии пучка до $\sim 100\%$. Как будет показано в разделе 4.2, в принципе можно реализовать однородное распределение термодинамических параметров нагреваемого вещества вдоль большей части траектории физического пробега. Типичные объемы нагретого вещества составляют несколько кубических миллиметров в течение довольно длительного времени (10–100 нс), что обеспечивает весьма удобные условия для проведения надежных экспериментов.

Способность тяжелых ионов нагревать вещество [16, 18, 24] характеризуется параметром E_s — удельной вложенной энергией:

$$E_s = 1,6 \times 10^{-19} \frac{N_i dE/(\rho dx)}{\pi R_0^2} [\text{Дж г}^{-1}], \quad (1)$$

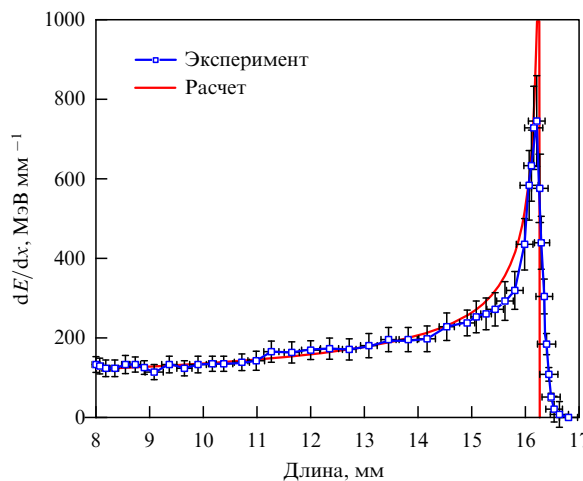


Рис. 4. Экспериментальный и расчетный профили энерговыделения пучка ядер C^{6+} в мишени из меди [23]. Расчеты выполнены по модели TRIM (The Transport of Ion in Matter).

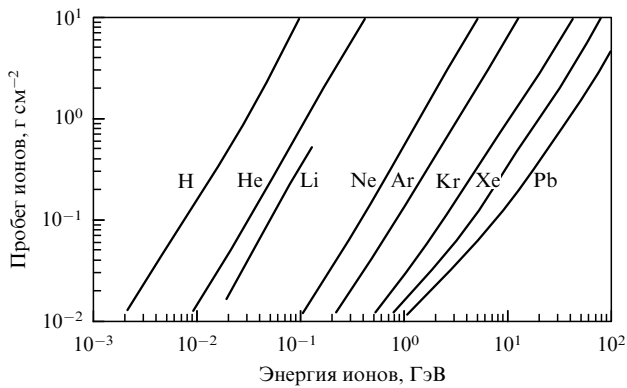


Рис. 5. Зависимость пробега ионов с различной массой от энергии частиц в холодном веществе.

где ρ — плотность вещества, N_i — число частиц в пучке, R_0 — радиус пятна фокусировки пучка на мишени, $dE/(\rho dx)$ — удельные тормозные потери ионов в веществе мишени.

Следовательно, для получения больших значений E_s необходимо увеличивать интенсивность пучка N_i , одновременно стремясь к уменьшению площади пятна фокусировки. Что касается удельных потерь энергии иона, то они определяют физический пробег иона в веществе $l_i \sim E^\alpha$ ($\alpha = 1,5$) и, как будет показано в разделе 4, существенно зависят от заряда иона, а также от свойств тормозящей среды.

На рисунке 5 приведена зависимость пробега ионов с различной массой от энергии частиц в холодном веществе. Видно, что на одинаковой полной длине пробега ион свинца выделяет на три порядка больше энергии, чем протон, а для выделения одинаковой энергии пучка в веществе массой 1 г требуется на три порядка меньшая интенсивность тяжелых ионов по сравнению с интенсивностью пучка протонов. Это означает, что высокоэнергетичные тяжелые ионы благодаря большой величине $dE/(\rho dx)$ обеспечивают заданный уровень удельного энергозклада E_s [Дж г⁻¹] при меньшем значении тока пучка.

Нагретое ионным пучком вещество под действием сил давления приходит в гидродинамическое движение. Строго говоря, если длительность нагревающего пучка τ_b меньше, чем характерное время разлета вещества

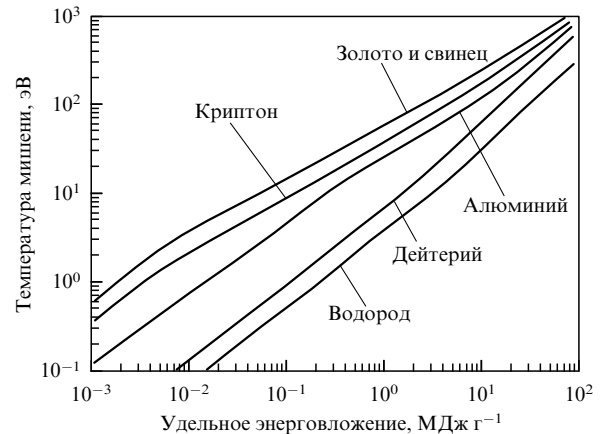


Рис. 6. Зависимость температуры различных веществ от уровня удельной вложенной энергии ионного пучка [24].

$\tau_h \sim R_0/c_s$ (где c_s — скорость звука), то нагрев является квазиизохорическим. На рисунке 6 приведены масштабные соотношения для температуры различных веществ и уровня удельной вложенной энергии пучка [24].

В том случае, когда времена сопоставимы, $\tau_b \leq \tau_h$, параметром является удельная мощность P_s [Вт г⁻¹]. Связь между температурой вещества T , удельной вложенной мощностью P_s и радиусом фокального пятна R_0 в широком диапазоне энергии ионов 50–1000 МэВ а.е.м.⁻¹ хорошо аппроксимируется формулой [3, 24]

$$T = f(P_s) = 60 \text{ [эВ]} (P_s \text{ [ТВт г}^{-1}\text{]} R_0 \text{ [см]})^{1/2}. \quad (2)$$

Из анализа следует, что для достижения значений удельного энергозклада 10–100 кДж г⁻¹ и соответствующей температуры 10–100 эВ при нормальной плотности $\rho = \rho_n$, давления $P \geq 1$ Мбар требуется ионный импульс, содержащий $\sim 10^{12}$ тяжелых ионов. Подобные уровни давлений и температур реализуются в ударно-волновых экспериментах с химическими ВВ и в подземных ядерных взрывах (см. раздел 4.1). Однако ясно, что ускорители обеспечивают проведение экспериментов в воспроизводимых лабораторных условиях с высокой частотой повторения импульсов, неосуществимой при проведении взрывных экспериментов. Совокупность физических состояний материи, достижимых с помощью интенсивных пучков тяжелых ионов, приве-

Таблица 1

Параметры \ Драйвер	Ускоритель "Ангара-5"	Ускоритель "Искра-5"	Химические ВВ	Ядерные ВВ	ТВН-ИТЭФ
Энергия, кДж	100–300	30	$4 \times 10^4 - 4 \times 10^5$	$10^5 - 10^6$	100
Удельная энергия, МДж г ⁻¹	1		0,01	1–10	0,1
Мощность, ТВт	10	5–100	1	1000	1
Удельная мощность, ТВт г ⁻¹	1–10		0,01	10	1–10
Плотность потока, ТВт см ⁻²	5	100–1000		100	100
Длительность импульса, нс	20	0,5	1000	1000	100
Температура, эВ	100	170	1–10	100–1000	1–40
Скорость имплозии, см с ⁻¹	10^6	3×10^7	$(1-2) \times 10^6$	$(2-3) \times 10^6$	$(1-2) \times 10^6$
Давление, Мбар	3	1–10	10	10–100	0,1–50

дена в табл. 1 в сравнении с экстремальными состояниями материи, которые могут быть получены с помощью других драйверов [1].

Таким образом, благодаря физическим особенностям процессов при торможении интенсивного пучка тяжелых ионов в веществе релятивистские ускорители тяжелых ионов заняли особое место среди мощных источников энергии — драйверов, применяемых для исследований экстремального состояния материи. Эксперименты на пучках тяжелых ионов направлены на исследование уравнений состояния, плазменных фазовых переходов, критических точек металлов, проводимости, неконгруэнтных фазовых превращений, атомной физики при сильном межчастичном взаимодействии.

Исследования по ФВПЭ на пучках тяжелых ионов имеют важные практические применения для УТС с инерционным удержанием, для обеспечения безопасности ядерных реакторов, а также в материаловедении, плазменных технологиях, астрофизике и планетарной геофизике.

4. Генерация экстремальных состояний материи с помощью интенсивных ионных пучков

4.1. Безударная генерация высокоэнергетических состояний

Благодаря объемному характеру энерговыведения ионного пучка в веществе, с помощью интенсивных пучков тяжелых ионов можно генерировать состояния материи, характеризующиеся высоким уровнем энтропии, не используя режима ударно-волнового сжатия. На диаграмме (рис. 7) в координатах давление–энтропия состояния материи с высокой плотностью энергии зани-

мают обширную область [25], включающую в себя области горячего сжатого ионизованного вещества, неидеальной плазмы, разогретой расширяющейся жидкости и квазиидеальной плазмы.

Использование ударно-волнового сжатия позволяет проводить исследования в относительно узкой области фазовой диаграммы вдоль адиабаты Гюгонио для сплошных и пористых образцов [26]. При этом для получения достоверной экспериментальной информации предъявляются жесткие требования к качеству ударно-волновых фронтов, воспроизводимости параметров драйверов и т.п.

Имеющиеся данные по ударной сжимаемости твердых образцов вдоль адиабаты Гюгонио простираются по давлению на девять порядков. Для ряда металлов во взрывных экспериментах [5, 6] достигнуты мультимегабарные давления. Более высокие давления получены в сферических кумулятивных системах [1, 2] и при подземных ядерных испытаниях [8, 9]. Так, уровни давлений до ~ 4 Гбар для алюминия были достигнуты в экспериментах при подземных ядерных испытаниях. Использование современных мощных лазеров позволяет получать давления до 10 Мбар [27, 28].

Следует подчеркнуть, что типичные ударно-волновые методы дают возможность исследовать только так называемые калорические свойства материи, т.е. получить связь внутренней энергии вещества с давлением и объемом в виде $E = E(P, V)$. Однако соотношение $E = E(P, V)$ не замыкает уравнений термодинамики, поэтому для вычисления первой и второй производных, таких как теплоемкость, скорость звука и др. [1, 2], необходимо измерение температуры или энтропии. По температурам ударно-сжатых металлов имеются лишь скудные данные вдоль изэнтроп расширения. Между тем информация о температуре абсолютно

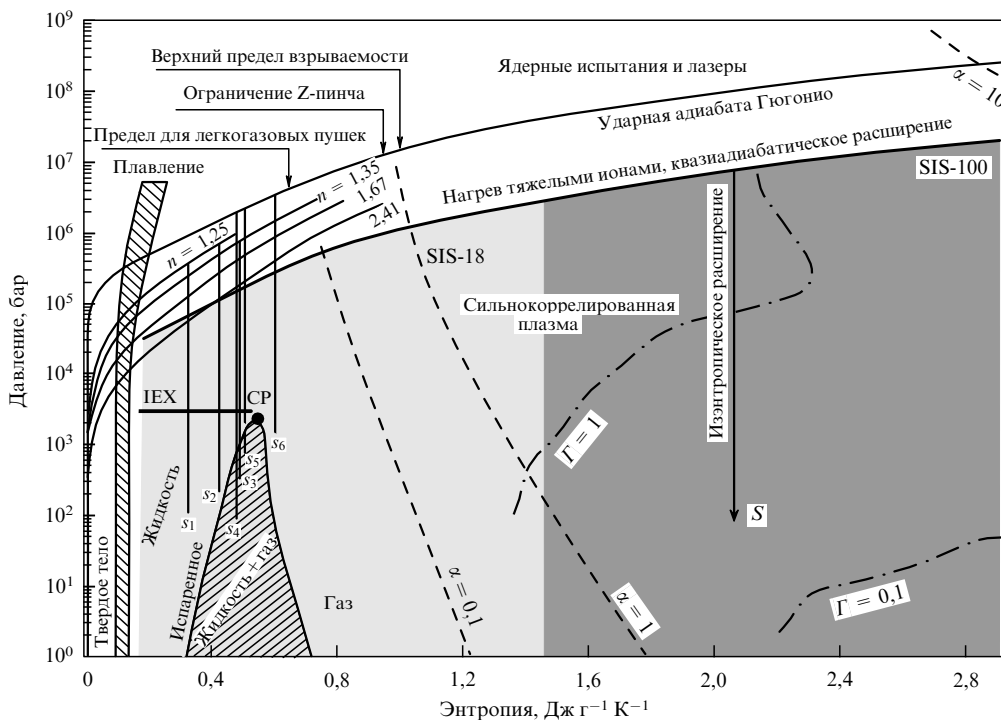


Рис. 7. Диаграмма состояний вещества в координатах давление–энтропия: IEX — ионное расширение, CP — критическая точка, n — пористость.

необходима для верификации теоретических моделей. В связи с этим специальный интерес представляют данные замкнутых термодинамических измерений, проведенных с помощью метода "взрывающихся проволок" при изобарическом расширении нагретого вещества [29]. Именно так были измерены состояния ряда жидких металлов в окрестностях критической точки СР (см. рис. 7).

Имеющаяся сегодня информация по свойствам металлов, полученная с использованием метода изэнтропического расширения ударно-сжатого материала, в основном сосредоточена вдоль ударной адиабаты Гюгоннио и дополнена модельными оценками положения критических точек на фазовой плоскости. Поэтому обширная область фазовой диаграммы под ударной адиабатой, включающая в себя области с критическими точками металлов и область неидеальной плазмы ($\Gamma \geq 1$), требует дальнейших исследований.

Интенсивные пучки тяжелых ионов позволяют быстро (по сравнению с характерным временем гидродинамического движения) нагреть вещество и затем наблюдать расширение нагретого вещества в окружающую среду, т.е. создать высокий уровень энерговыделения и последовательно наблюдать за изэнтропическим расширением. В подобном эксперименте [16, 18, 25] нагретый материал при расширении пройдет через целый ряд новых интересных состояний. Так, исходный металл с нормальной плотностью в результате нагрева достигнет состояния перегретой жидкости с разупорядоченной ионной компонентой и вырожденными электронами. В процессе изэнтропического расширения вещество проходит через состояния квазилинейной плазмы и разреженного газа. При дальнейшем расширении степень вырождения уменьшается, что сопровождается перераспределением энергетического спектра ионов и атомов, а также частичной рекомбинацией плотной плазмы. В разупорядоченной электронной системе могут происходить фазовые переходы металл-диэлектрик, а плазма в окрестностях критической точки и точки равновесия жидкость-испаренная фаза становится неидеальной. Когда изэнтропа входит в двухфазную область жидкость-пар, начинается конденсация газовой фазы. При более высоких уровнях энерговыделения изэнтропическое расширение может сопровождаться еще более экзотическими эффектами с сильной вариацией степени ионизации плазмы α и параметра неидеальности Γ . Термодинамические параметры вещества в одном эксперименте могут изменяться весьма существенно: до шести порядков по давлению и до четырех порядков величины по плотности.

На рисунке 7 выделены области фазовой диаграммы, соответствующие параметрам, достижимым на тяжелых ионных ускорительных установках SIS-18 и SIS-100. Так, ускоритель SIS-18 создает греющий импульс ионов урана с интенсивностью $\sim 10^{10}$ частиц за импульс, длительностью ~ 100 нс при энергии ионов 300 МэВ на нуклон. При фокусировке такого импульса на мишень обеспечивается уровень энерговыделения ~ 1 кДж $г^{-1}$. В дальнейшем GSI планирует увеличить интенсивность пучка, доведя уровень энерговыделения до 10–20 кДж $г^{-1}$. Запущенный в 2003 г. ускоритель-накопитель ТВН-ИТЭФ нацелен на получение уровня энерговыделения ~ 10 –20 кДж $г^{-1}$ при концентрации на мишени импульса ионов меди или кобальта с энергией до 700 МэВ

на нуклон. В 2007 г. в GSI началось сооружение нового ускорителя SIS-100/300, способного достичь уровня энерговыделения ~ 100 кДж $г^{-1}$.

Таким образом, развитие тяжелых ионных ускорителей-драйверов открывает новые возможности в исследовании трудно достижимых областей фазовой диаграммы для разнообразных по физическим свойствам веществ.

4.2. Квазиизохорический режим нагрева

Как было показано в разделе 3, в случае объемного энерговыделения ионного пучка, характерного для ионов с энергией $E \geq 10$ МэВ на нуклон, определяющей характеристикой является удельное энерговыделение E_s , которое может быть измерено экспериментально с хорошей точностью. И если плотность вещества ρ_0 нагреваемого образца остается неизменной в процессе нагрева, то термодинамические параметры вещества после облучения определяются величинами ρ_0 и E_s . Таким образом, любые измеряемые физические величины являются функциями такого, хорошо определенного термодинамического состояния.

В работе [30] представлено физическое обоснование готовящегося эксперимента на пучках ионов ускорителя SIS-100, создаваемого в рамках международного проекта FAIR в Дармштадте. Целью эксперимента является изучение состояния твердого водорода при уровне энерговыложения 130 кДж $г^{-1}$, что обеспечивается пучком ионов урана с энергией 200 МэВ на нуклон и интенсивностью 8×10^{10} частиц за импульс при фокусировке пучка в пятно радиусом $r_b = 350$ мкм (среднеквадратичное значение (rms)). Согласно уравнениям состояний из таблиц SESAME² это соответствует температуре 0,6 эВ — режиму "плотной теплой материи", при котором вся энергия пучка преобразуется во внутреннюю энергию вещества.

Выбор материала мишени продиктован возможностями диагностического метода, основанного на регистрации спектрального и углового распределения рентгеновских квантов, рассеянных веществом нагреваемого образца, — метода рентгеновского томсоновского рассеяния [31]. Такую рентгеновскую подсветку с временным разрешением способен обеспечить петаваттный лазер PHELIX, создаваемый в GSI (Дармштадт). Однако при энергии рентгеновских квантов в диапазоне ~ 1 –3 кэВ выбор материалов конструкции мишени ограничивается элементами с малым Z . Для проведения диагностики состояния вещества и интерпретации данных предпочтительнее иметь однородное по объему образца распределение плотности. Наиболее простая мишень для проведения квазиизохорического эксперимента представляет собой цилиндр из замороженного водорода радиусом $R_h \geq r_b$ (рис. 8). В случае прямоугольного распределения интенсивности по сечению пучка плотность на оси цилиндра остается постоянной до тех пор, пока волна разгрузки не достигнет оси цилиндра. Однако для реального пучка с гауссовым распределением интенсивности по сечению, при котором вторая производная давления по радиусу не равна нулю, плотность начинает спадать еще до прихода волны разгрузки на ось мишени.

² SESAME (Software Environment for the Simulation of Adaptive Modular Systems) — стандартизованная компьютерная библиотека таблиц термодинамических параметров материалов.

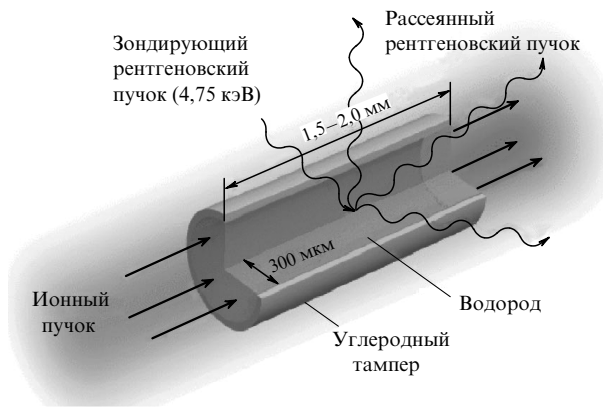


Рис. 8. Схема эксперимента по квазиизохорическому нагреву водорода [30].

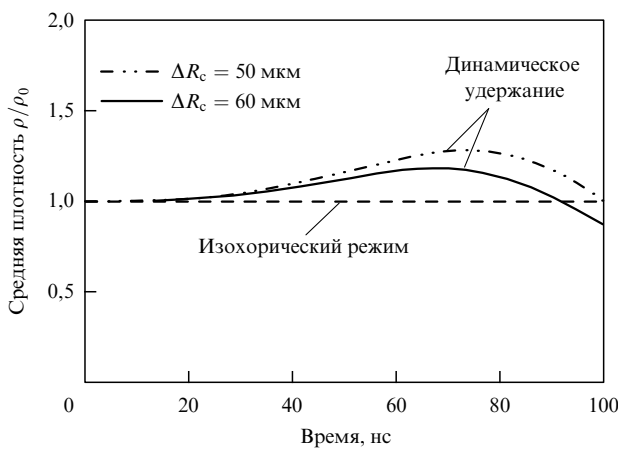


Рис. 9. Эволюция средней плотности водорода по сечению мишени [30].

Подобный эффект гидродинамической разгрузки нагретой области мишени может быть компенсирован за счет использования инертной оболочки (тампера — от англ. tamper), ограничивающей замороженный водород. Для обеспечения требуемого "удержания" нагретого вещества прозрачным для рентгеновских квантов материалом с малым Z тампер также нагревается периферийной частью ионного пучка. При этом нагретый слой тампера создает удерживающее противодавление для основного вещества материала мишени. Очевидно, что в качестве материала для тампера, с целью обеспечения временной задержки начала процесса гидродинамического разлета самого тампера, выгодно использовать материал с большой энергией сублимации.

Численное моделирование на основе двумерного гидродинамического кода BIG-2 [32] показало, что плотность тампера должна быть меньше, чем плотность графита. Поэтому в качестве материала тампера был выбран пластик с плотностью $1,5 \text{ г см}^{-3}$ при нормальных условиях. Сначала плотность водорода вследствие гауссова профиля ионного пучка начинает уменьшаться. Давление в веществе тампера становится выше давления водорода, поэтому тампер начинает двигаться внутрь, в результате чего образуется слабая ударная волна. Затем, когда плотность тампера уменьшается, давление выравнивается и граница водород-тампер останавливается. Позднее, по мере возрастания давления водорода гра-

ница перемещается к первоначальному положению. Вычисления показывают, что к окончанию воздействия ионного пучка достигается практически однородная по радиусу мишени плотность.

На рисунке 9 представлена эволюция средней плотности водорода по сечению мишени. Толщина тампера может выбираться в зависимости от того, какой результат требуется: минимизация вариаций плотности за время нагрева в пределах 10–15% (толщина тампера 50 мкм) или достижение плотности водорода в конце греющего импульса, равной начальному значению $0,1 \text{ г см}^{-3}$ (толщина тампера 60 мкм). Таким образом, показано, что ионный пучок способен обеспечить квази-изохорический режим нагрева вещества при заданном наборе исходных параметров.

4.3. Цилиндрическая имплозия для получения высоких степеней сжатия вещества

Значительные усилия расчетно-теоретических групп направлены на изучение цилиндрической имплозии вещества под действием интенсивных пучков тяжелых ионов. Интерес к этому явлению связан с разработкой проблемы УТС с инерционным удержанием на основе тяжелоионного ускорителя-драйвера. Особенность современного подхода к проблеме состоит в том, что физические длины пробега ионов с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт на нуклон составляют несколько миллиметров, поэтому реализовать на практике сферическую имплозию представляется затруднительным и энергетически невыгодным (см. раздел 7).

Как правило, мишени представляют собой структуру из цилиндрических слоев с различной начальной плотностью (рис. 10).

Центральную область занимает вещество, которое необходимо сжать до возможно большей конечной плотности, например эквимольная смесь DT. Слой вещества, поглощающий энергию ионов (абсорбер), подвергается воздействию "трубчатого" пучка специальной формы, в сечении представляющего собой кольцо. Решение проблемы создания ионных пучков подобной формы посредством вращения пучков с помощью ВЧ-поля на этапе их транспортировки от ускорителя к мишени предложено в [33]. Ряд расчетно-теоретических работ посвящен поиску оптимальных условий для обеспечения однородности гидродинамического отклика вещества абсорбера на энерговыделение подобного, быстро вращающегося, пучка [34, 35].

Особое внимание уделяется созданию такой композиции параметров греющего импульса ионного пучка, геометрических размеров слоев мишени и их начальных плотностей, которая обеспечивает режим сжатия топлива на оси цилиндра, близкий к адиабатическому [36].

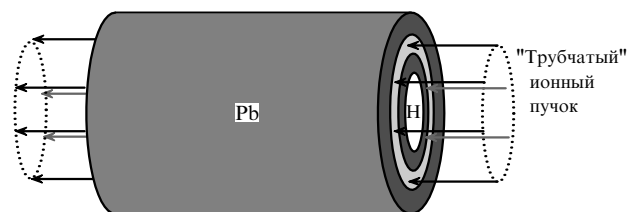


Рис. 10. Структура многослойной цилиндрической мишени для эксперимента LAPLAS [40].

В работе [37] рассмотрена возможность получения предельных степеней сжатия для различных пористых веществ за счет цилиндрической имплозии. В качестве греющего пучка был выбран пучок ионов ^{60}Co с энергией 40 ГэВ, полной энергией 60 кДж и длительностью 100 нс, что соответствует параметрам создаваемой ускорительной установки ТВН-ИТЭФ. Пучок нагревает цилиндрический слой золота с нормальной начальной плотностью, толщиной 180 мкм, который, расширяясь внутрь, вызывает имплозию вещества центральной области мишени. Наибольшая степень сжатия $\rho_{\text{max}}/\rho_0 \sim 35$ достигается для пористого вещества с начальной плотностью $0,975 \text{ г см}^{-3}$. Для веществ с нормальной начальной плотностью: углерода ($0,975 \text{ г см}^{-3}$), алюминия ($2,7 \text{ г см}^{-3}$), железа ($7,8 \text{ г см}^{-3}$), золота ($19,5 \text{ г см}^{-3}$), удается достичь степени сжатия $\rho_{\text{max}}/\rho_0 \sim 3-5$.

В случае цилиндрической имплозии DT-газа с начальной плотностью $0,2 \text{ г см}^{-3}$ [37] топливо сжимается до значения плотности $\sim 20 \text{ г см}^{-3}$, нагреваясь до температуры 150 эВ, что приводит к генерации $\sim 10^5$ термоядерных нейтронов за импульс.

Особые условия цилиндрической имплозии в случае сильной замагниченности топлива при наложении продольного магнитного поля величиной $\sim 30 \text{ Тл}$ вдоль оси цилиндрической мишени исследованы в работах [36, 38, 39]. Магнитное поле подавляет электронную теплопроводность в радиальном направлении, приводя к значительному увеличению термоядерного выхода мишеней.

4.4. Квазиизэнтропический режим

Цилиндрическая имплозия используется также при постановке экспериментов по генерации сверхплотного состояния вещества на пучках создаваемого ускорителя SIS-300 в GSI. Так, одним из трех программных экспериментов международной коллаборации "Физика плазмы" в рамках международного проекта FAIR является эксперимент LAPLAS (*Laboratory Planetary Sciences*) [18, 40], цель которого состоит в изучении металлизации водорода — явления, характерного для внутренних слоев гигантских планет Юпитера и Сатурна.

С помощью двумерного гидродинамического кода [32] выполнены численные исследования возможности реализации квазиизэнтропического режима сжатия под воздействием тяжелоионного пучка с целью получения эффекта металлизации водорода, еще в 1935 г. предсказанного Вигнером и Гюгионо. В численном эксперименте использовалась многослойная цилиндрическая мишень длиной 3 мм и внешним радиусом также 3 мм (см. рис. 8) при радиусе внутреннего цилиндра, состоящего из твердого замороженного водорода, 0,5 мм. С торца цилиндра на мишень воздействует пучок ионов урана с энергией 400 МэВ на нуклон, интенсивностью 10^{12} ионов за импульс и длительностью импульса 50 нс. Важным моментом является кольцевая форма сечения пучка: пучок фокусируется в кольцо с внешним радиусом 2 мм и внутренним радиусом 0,5 мм, воздействуя не на водород, а на цилиндрический слой из свинца. Энерговыделение вдоль этого слоя полагается однородным, поскольку пробег ионов урана с энергией 400 МэВ на нуклон в свинце составляет 4,25 мм, а следовательно, пик Брэгга оказывается за пределами мишени.

Цель эксперимента состоит в обеспечении режима генерации множества последовательных, ревербирующих

слабых ударных волн, сжимающих водород вдоль изэнтропы.

Двумерный гидродинамический код BIG-2 [32] дает возможность рассчитать распределение плотности водорода по радиусу цилиндра в различные моменты времени. Результаты расчета показывают, что по мере относительно медленного адиабатического продвижения границы водород–свинец к оси цилиндра между этой границей и осью цилиндра возникает серия слабых отраженных ударных волн, которые создают состояние вещества, отвечающее условиям металлизации водорода. В соответствии с уравнением состояния из таблицы SESAME — это давление в 3 Мбар, плотность $\sim 1 \text{ г см}^{-3}$ и температура $\geq 0,1 \text{ эВ}$ [40]. Такие параметры остаются неизменными в течение 160–200 нс — времени вполне достаточного для проведения экспериментальных измерений проводимости водорода в экстремальных условиях.

В дальнейшем [41] подобные расчетно-теоретические исследования были выполнены для другой модели уравнения состояния водорода, основанной на полумпирической модели FVT (*Fluid Variational Theory* — вариационная теория жидкости) [42, 43], в которой учитывается диссоциация молекул для нейтральной жидкости. Уравнение состояния FVT, дополненное приближением Падэ, дает большую сжимаемость водорода, чем уравнение состояния из таблицы SESAME.

Эксперимент по генерации "ревербирующих" слабых ударных волн в веществе с помощью пучка тяжелых ионов на ускорителе SIS-18 в GSI на практике реализован в плоской геометрии [44]. Измеренные с помощью шпирен-метода скорости ударной волны ($\sim 300 \text{ м с}^{-1}$) в прозрачном веществе хорошо совпадают с результатами двумерных (2D) численных расчетов [45].

5. Теоретические и экспериментальные исследования процессов энерговыделения тяжелых ионов

Исследования по физике экстремального состояния материи, созданного с помощью интенсивных пучков тяжелых ионов, вызвали повышенное внимание к новым аспектам взаимодействия тяжелых ионов с плазмой, которая обладает развитой ионизацией и сильным межчастичным взаимодействием. Первые работы в этой области как раз и были связаны с необходимостью определения реальных пробегов и профиля энерговыделения ионов в плотной плазме в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС) [46–48].

5.1. Торможение ионов в идеальной плазме

Прежде всего следует подчеркнуть, что даже в случае максимальной для ускорителя-драйвера ИТС интенсивности сфокусированного на мишень ионного пучка ($\sim 5 \times 10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для ионов Vi с энергией 10 ГэВ) торможение ионов пучка обусловлено одночастичными потерями энергии при индивидуальном кулоновском взаимодействии каждого иона с электронами и ионами тормозящей среды [49].

Определяющим параметром при описании взаимодействия ионов с веществом является энергия (или скорость) налетающих частиц. В общем случае полную тормозную способность среды для отдельно взятого иона пучка удобно представить в виде четырех слагае-

мых:

$$S_b = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = S_{bc} + S_{fc} + S_{fi} + S_{nu}, \quad (3)$$

описывающих соответственно вклады связанных и свободных электронов, а также свободных ионов плазмы и "голых" ядер (ρ — объемная плотность мишени). В интересующем нас диапазоне энергий ионов ($\sim 1-500$ МэВ на нуклон) обычно пренебрегают вкладом ядерных взаимодействий и влиянием свободных ионов плазмы.

Выражение для тормозной способности связанных электронов S_{bc} в обобщенном случае (формула Бора–Бете–Блоха) имеет вид [46, 47, 49]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_{\text{eff}}^2 e^4 \rho}{mv^2} \frac{Z-y}{Am_A} (L_{bc} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2), \quad (4)$$

здесь m, e — масса и заряд электрона соответственно; Z_{eff}, v — эффективный заряд и скорость налетающего иона; $\beta = v/c$, где c — скорость света; A, Z, y — масса, атомный номер и степень ионизации атомов среды, $Z-y$ — число связанных электронов, приходящихся на один атом среды, m_A — атомная единица массы; L_{bc} — кулоновский логарифм для связанных электронов, из которого исключены релятивистские поправки, для того чтобы в дальнейшем при его записи иметь дело с нерелятивистскими импульсами и энергиями.

В тех случаях, когда $L_{bc} \gg 1$, эту величину можно представить как

$$L_{bc} = \ln \frac{p_{\text{max}}}{p_{\text{min}}}, \quad (5)$$

где p_{max} и p_{min} — соответственно максимальное и минимальное значения импульса, который может быть передан в результате столкновения иона с полевой частицей (в данном случае со связанным электроном).

Результаты Бора–Бете–Блоха были непосредственным образом обобщены для случая разреженной плазмы [48–51] с помощью оценки тормозной способности электронов непрерывного спектра по формулам, полученным в теории идеальной плазмы.

Суммируя результаты ряда теоретических исследований, М. Баско предложил следующий алгоритм вычисления S_{fc} [49]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_{\text{eff}}^2 e^4 \rho}{mv^2} \frac{yG(v/v_e)}{Am_A} (L_{fc} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2), \quad (6)$$

где L_{fc} — кулоновский логарифм для свободных электронов; v_e — скорость свободных электронов мишени.

Если скорость налетающего иона v превышает тепловые скорости свободных электронов, то согласно [52] кулоновский логарифм L_{fc} , соответствующий торможению на свободных электронах плазмы, описывается аналогично кулоновскому логарифму в формуле (4) при замене средней частоты атомных электронов $\bar{\omega}$ плазменной частотой $\omega_p = (4\pi n_{fe} e^2 / m_e)^{1/2}$:

$$L_{fc} = \ln \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega_p}, \quad (7)$$

где n_{fe} — объемная плотность свободных электронов плазмы. Функция Чандрасекара $G(v/v_e)$ описывает

изменение кулоновских потерь налетающего иона вследствие усреднения скорости иона по отношению к тепловым скоростям свободных электронов мишени, имеющих распределение Максвелла. Если скорость налетающего иона v значительно превышает тепловые скорости свободных электронов v_e , то значение функции G приближается к единице. Напротив, если $v \ll v_e$, то $G \rightarrow 0$ как $(v/v_e)^3$. Отметим, что формулы (4) и (6) применимы при значениях энергии налетающих частиц вплоть до нескольких гигаэлектронвольт на нуклон при условии, что кинетическая энергия и скорость ионов понимаются в релятивистском смысле; вкладами S_{fi} и S_{nu} при релятивистских энергиях можно пренебречь. Более того, вклад ионов и ядер в тормозную способность плазмы можно не учитывать практически при любых скоростях налетающих ионов. Выражения для S_{fi} и S_{nu} идентичны (5), но вместо массы электрона m_e в (7) необходимо подставить массу иона (ядра), что приводит к тому, что даже при энергии ионов ~ 100 кэВ на нуклон $S_{fi}(S_{nu}) \ll S_{fc}$.

Таким образом, в соответствии с теоретическими представлениями плазма (ионизованный газ) должна обладать более высокой тормозной способностью при одинаковой с неионизованным газом плотностью. Для этого существуют две физические причины: 1) более высокий эффективный заряд, до которого "обдираются" быстрые ионы, попадая в тормозящую среду и 2) более высокое значение кулоновского логарифма для свободных электронов по сравнению с кулоновским логарифмом связанных электронов холодного газа.

Первый эффект обусловлен сдвигом равновесия между ионизационными и рекомбинационными процессами в плазме в сторону подавления последних из-за меньших сечений захвата для свободных электронов по сравнению с сечениями захвата для связанных электронов [49–51]. Поскольку эффективный заряд иона входит квадратично в выражение для тормозной способности (см. формулу (6)), этот эффект становится особенно существенным для тяжелых ионов с большим Z .

Второй эффект также легко объяснить, поскольку значения средней частоты связанных электронов в атомах тормозящей среды $\bar{\omega}$ значительно превосходят значения плазменной частоты для свободных электронов плазмы ω_p .

Следовательно, значение кулоновского логарифма для плазмы L_{fc} должно превосходить значение L_{bc} для холодного газа с той же плотностью (см. формулу (7)).

5.2. Экспериментальные исследования процессов торможения ионов в плазме

Теоретические исследования механизмов энергетических потерь ионов в ионизованном веществе стимулировали активность экспериментальных групп в нашей стране (ИТЭФ, Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (ВНИИЭФ), Институт проблем химической физики (ИПХФ) РАН (Черноголовка)) и за рубежом — в Германии (GSI, University Erlangen), Франции (Institut de Physique Nucléaire (INP), Orsay), США (Sandia National Laboratory, Lawrence Berkeley Laboratory) и Японии (Tokyo Institute of Technology (ТИТ)).

Для изучения процессов, происходящих при торможении ионов в ионизованном веществе, широко используются плазменные мишени, созданные внешними

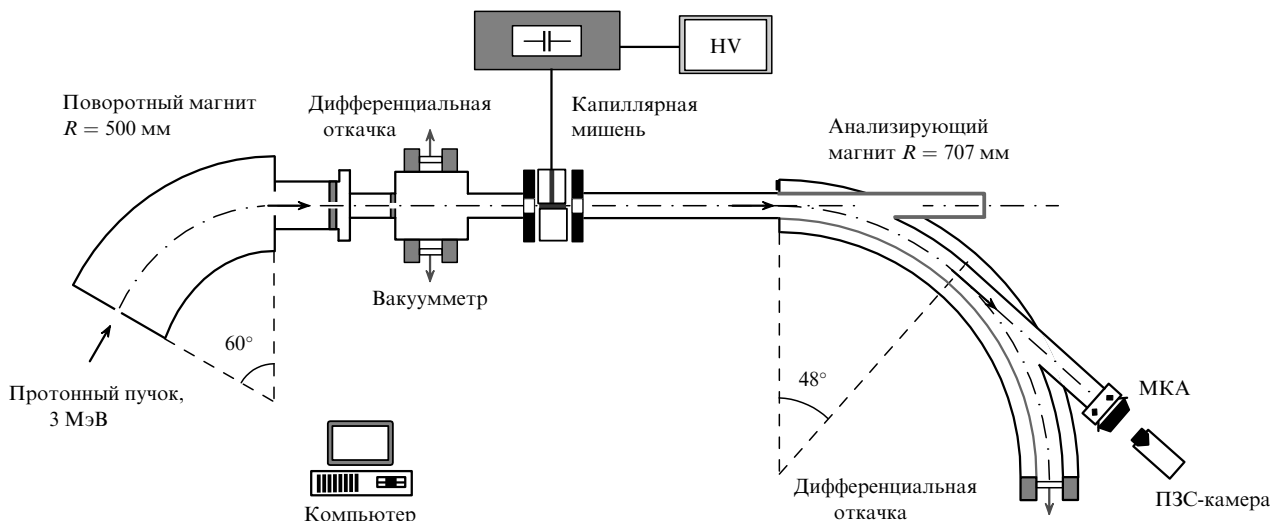


Рис. 11. Схема эксперимента по исследованию тормозных потерь протонов в плазменной мишени [63]: HV — высоковольтный источник, МКА — микроканальный анализатор.

источниками энергии, — разряд в газе, капиллярный разряд, лазерная плазма, плазма взрывного генератора и т.д., — включенные в линию транспортировки пучка ионов от ускорителей (рис. 11). При этом важнейшим аспектом данного класса экспериментов является сопоставление потерь энергии ионами с параметрами ионизованного вещества — плотностью, температурой и степенью ионизации плазменной мишени.

Первые систематизированные измерения тормозных потерь в плазме с высокой степенью ионизации были проведены на линейном ускорителе UNILAC (GSI) [53] для различных типов ионов — от ^{40}Ca до ^{238}U — с энергией 1,4 МэВ на нуклон. Мишень, через которую направлялись пучки ионов для измерения энергетических потерь, представляла собой плазму сильноточного разряда в водороде.

Измерения потерь энергии ионов проводились по времяпролетной методике. Авторам работы [53] впервые удалось использовать высокочастотную структуру ионного пучка в качестве опорного сигнала в измерениях потерь энергии частиц, проводимых времяпролетным методом. Регистрация ионов с временным разрешением ~ 1 нс осуществлялась с помощью стоп-детектора на основе микроканальной пластины (МКП). Временные зависимости потерь энергии ионов урана, криптона и кальция, а также изменения электронной плотности и температуры плазмы определялись по штарковскому уширению H_{β} -линии и методом лазерного поглощения. На рисунке 12 приведено сравнение тормозных потерь ионов Pb в плазме водорода и в холодном газе при изменении линейной плотности мишени.

В дальнейшем большой комплекс экспериментальных работ по измерению тормозной способности плазмы для начальных энергий ионов в диапазоне от 1,5 до 11 МэВ на нуклон был выполнен в GSI [54–57]. При этом зафиксировано возрастание энергетических потерь ионов в плазме по сравнению с энергетическими потерями в холодном веществе в 1,2–3 раза, в зависимости от начальной энергии и атомного заряда частиц, а также от степени ионизации среды. Результат объясняется комбинированным эффектом увеличения эффективного

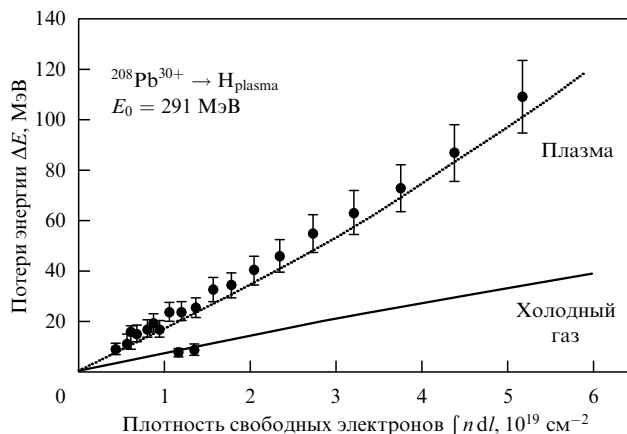


Рис. 12. Зависимость тормозных потерь ионов от линейной плотности тормозящей среды [53].

заряда ионов в плазме и возрастания кулоновского логарифма в соответствии с теоретическими представлениями, описанными в разделе 5.1.

Экспериментальное доказательство резкого увеличения эффективного заряда в плазме по сравнению с таковым в холодном газе (водород) было продемонстрировано в работе [56], где с помощью магнитного спектрометра анализировался зарядовый состав пучка ионов ^{40}Ar и ^{129}Xe при энергии 5,9 МэВ на нуклон, тормозящихся в плазме Z-пинча с плотностью свободных электронов $\sim 1,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Зарядовый спектр частиц ксенона в момент прохождения через газ сильноточного разряда резко сдвигался в область высокозарядных ионов: от среднего значения заряда +37 до +42 для ионов ^{129}Xe . Полученные данные по эффективному заряду ионов сравнивались со значениями, рассчитанными по полуэмпирической формуле Бетца [58]. Эта формула, выведенная на основе анализа экспериментальных данных для равновесного заряда ионов в газовых мишенях, определяет отношение среднего заряда иона в тормозящей среде к его ядерному заряду в зависимости от скорости иона, нормированной на орбитальную скорость электронов.

Особый интерес представляет диапазон сравнительно низких энергий ионов — 40–400 кэВ на нуклон, для которого теория предсказывает максимальное различие в тормозной способности плазмы и холодного вещества при кулоновском взаимодействии. Этот максимум возникает вследствие того, что скорость ионов пучка становится сравнимой с тепловой скоростью свободных электронов тормозящей плазменной среды. Пионерские эксперименты в этом диапазоне энергий ионов были проведены на сильноточном линейном ускорителе тяжелых ионов "Махилас" в GSI для тормозных потерь ионов $^{84}\text{Kr}^+$ с начальной энергией 45 кэВ на нуклон в ионизованном веществе [59, 60].

Плазменная мишень представляла собой разряд в водороде, заполняющем кварцевую трубку длиной 20 см. Ток разряда величиной 10–20 кА позволял обеспечить полную ионизацию водорода. Электронная плотность плазмы, которая определялась по штарковскому уширению H_β -линии, достигала величины $7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ через 3,5 мкс после начала разряда и плавно уменьшалась до $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в течение следующих 10 мкс. Температура, которая определялась по соотношению интенсивностей H_α - и H_β -линий, а также по отношению интенсивности H_β -линии к континууму, составляла 3 эВ через 4 мкс после начала разряда и спадала до 1 эВ в течение следующих 10 мкс, при этом степень ионизации плазмы поддерживалась на уровне $\sim 99\%$. Сравнение тормозных потерь ионов $^{84}\text{Kr}^+$ в плазме и холодном газе показало значительное возрастание (более чем в 30 раз!) тормозной способности в случае полностью ионизованной плазмы: $1080 \pm 210 \text{ МэВ мг см}^{-2}$ и $33 \pm 5 \text{ МэВ мг см}^{-2}$ соответственно.

Успешный эксперимент по выделению эффекта увеличения тормозных потерь ионов в ионизованной среде в зависимости только от возрастания кулоновского логарифма был проведен в совместной работе ИТЭФ и Института ядерной физики (Алма-Ата) при участии физиков из Германии и Франции [61].

В работе [61] были получены результаты по измерению тормозных потерь протонов с энергией 1 МэВ в плазме водорода. Плазма создавалась электрическим разрядом в двух коллинеарных кварцевых трубках с одинаковой длиной 78 мм, при этом обеспечивалось противоположное направление тока в разрядных каналах. Данная конструкция позволила снизить эффект фокусирования, обусловленный магнитным полем тока разряда: фокусирующие эффекты в обоих разрядных каналах взаимно компенсировались. Начальное давление водорода варьировалось от 200 до 900 Па, что давало возможность получать плотность электронов в плазме, превышающую 10^{17} см^{-3} .

Диагностическая линия, созданная на ускорителе УКП-1 (ИЯФ, Алма-Ата) на основе анализирующего магнита и электростатического дефлектора с регулируемой разностью потенциалов на пластинах, позволила реализовать высокое разрешение по энергии — $\Delta E/E \approx 0,02\%$ для протонов с $E = 1 \text{ МэВ}$.

В работе [61] была также предложена методика, позволяющая с помощью двухволновой интерферометрии проследить эволюцию не только линейной электронной плотности, но и средней степени ионизации в водородной плазме.

Совместно с данными независимых измерений средней степени ионизации и электронной плотности плаз-

мы водорода данные по энергетическим потерям позволили впервые получить экспериментальные результаты по величине кулоновского логарифма L_{Fe} для тормозной способности свободных электронов плазмы: $L_{\text{Fe}} = 14,9 \pm 2,8$ для протонов с энергией 1 МэВ. Это значение в пределах экспериментальной погрешности совпадает с результатом расчета по формуле (7) [52] и втрое превышает значение для холодного водорода, $L_{\text{Fe}}/L_{\text{He}} \approx 3$. Так как при выбранной величине энергии протоны имеют эффективный заряд $Z = +1$, независимо от степени ионизации и вариаций плотности тормозящей среды, наблюдаемое в этом эксперименте различие тормозных потерь в плазме и холодном газе было целиком обусловлено различием в величине кулоновского логарифма для свободных и связанных электронов.

В случае многозарядных ионов свободные электроны среды влияют как на эффективный заряд ионов, так и на значение кулоновского логарифма в плазме. Причем выяснить, как по отдельности изменяется каждая из этих величин по сравнению с их значениями в холодном веществе, весьма затруднительно, поскольку результат всегда определяется совместным воздействием обоих этих факторов. Для решения данной задачи были проведены сравнительные измерения потерь энергии протонов и тяжелых ионов, имеющих одинаковые скорости, но различные атомные массы, совместно с измерением зарядового распределения пучка ионов на выходе из плазменной мишени. Такие исследования были проведены для плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (КРИС) в диапазоне энергий налетающих частиц 3–6 МэВ на нуклон [62–64].

Максимального значения 3,3 эВ яркостная температура плазмы КРИС достигала на третьей микросекунде разряда при плотности свободных электронов плазмы $(2\text{--}6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В работе [65] была предложена и реализована новая схема измерения давления в плазме с временным разрешением на основе интерферометра Майкельсона. Максимальное давление в капилляре составило 550, 380 и 240 атм для диаметров канала 1,5, 2 и 3 мм соответственно. Кроме того, была продемонстрирована однородность параметров плазмы вдоль оси разряда. Измерения тормозных потерь протонов с энергией 3–6 МэВ в плазме КРИС проводились с помощью магнитного анализатора и времяпролетного метода с временным разрешением до 50 нс. На основе полученных результатов было проведено сравнение тормозных потерь протонов в плазме КРИС и холодном полиэтилене с той же линейной плотностью. Расчет проводился по программному пакету SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [66], предназначенному для вычисления энергетических потерь и реальных пробегов ионов в веществе на основе квантово-механического описания взаимодействия пробной частицы с атомами мишени при учете кулоновского экранирования, возбуждения и обмена электронами между электронными оболочками, а также зависимости эффективного заряда от скорости иона в среде.

Измерения тормозных потерь и зарядовых распределений ионов C, Kr, Pb и U в диапазоне энергий 3,6–11,5 МэВ на нуклон проведены на ускорителе UNILAC в GSI [63, 64]. Измерение зарядовых распределений пучка ионов за капиллярной мишенью проводилось с помощью дипольного магнита с максимальной величиной

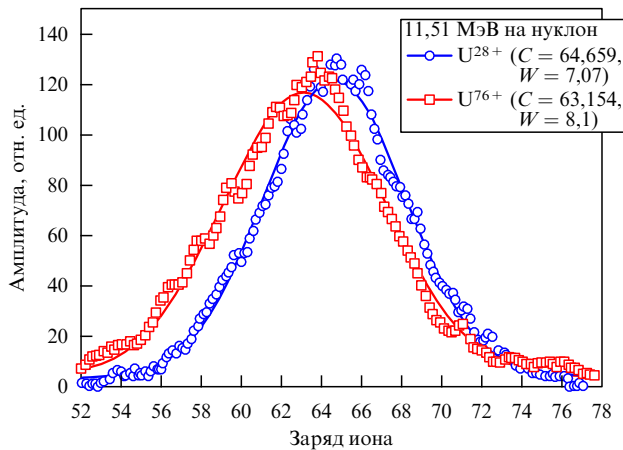


Рис. 13. Распределение по зарядам ионов U^{28+} и U^{76+} с энергией 11,5 МэВ на нуклон, измеренное на выходе из плазменной мишени КРИС [64]; C — средний заряд, W — параметр распределения Гаусса.

поля $B = 2,1$ Тл, а разрешенные по зарядности компоненты ионного пучка регистрировались быстрым плазменным сцинтиллятором.

Энергетические потери тяжелых ионов в плазме КРИС существенно (на 20–70 %, в зависимости от энергии) превысили ожидаемые расчетные значения для эквивалентного холодного газа, полученные с помощью кода SRIM [66], что является следствием увеличения тормозной способности ионизованной среды в результате взаимодействия ионов со свободными электронами.

Важный результат работ [63, 64] состоит в наблюдении эффекта влияния начального значения заряда ионов на величину их тормозных потерь. Эксперименты были проведены с ионами урана, имеющими различную зарядность: U^{28+} и U^{76+} , но одинаковую энергию — 11,5 МэВ на нуклон. На основе экспериментальных данных по энергетическим потерям и измерениям зарядового распределения пучков ионов на выходе мишени (рис. 13) установлено, что ионы $^{238}U^{76+}$ покидают плазменный объем с меньшим зарядом и большими энергетическими потерями, чем ионы с первоначально меньшим зарядом $^{238}U^{28+}$.

Наблюдаемый эффект связывают с тем, что потеря энергии ионом зависит от эволюции заряда иона в процессе его замедления и определяется динамическим балансом ионизационных и рекомбинационных процессов, который сам также является результатом убыли энергии при торможении иона [63, 64].

Возрастание в ~ 3 раза тормозной способности полностью ионизованной водородной плазмы газового разряда по сравнению с тормозной способностью молекулярного водорода продемонстрировано для ионов брома и серы (Br^{6+} , S^{7+}) в диапазоне энергий от 0,9 до 2 МэВ на нуклон в экспериментах на электростатическом перезарядном ускорителе в Орсе (Франция) [67, 68]. Кроме того, в работах [69–71] проведены измерения зарядового распределения и тормозных потерь ионов хлора в холодном водороде и полностью ионизованной плазме и сопоставлены эти экспериментальные величины. Плазменная мишень представляла собой линейный разряд в водороде, заключенном между двумя быстрыми клапанами, что впервые позволило избежать влияния твердотельных окон-фольг на измеряемые

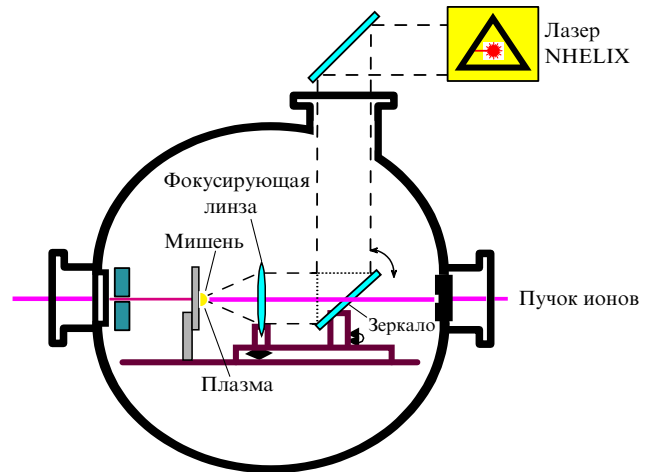


Рис. 14. Схема эксперимента по измерению тормозных потерь ионов в лазерной плазме [72].

потери энергии и зарядовые распределения ионов. В эксперименте при каждом выстреле производилась регистрация штарковского уширения H_{α} - и H_{β} -линий. Совпадения значений параметров плазмы, определенных из спектроскопического анализа, с результатами диагностики плотности плазмы методами лазерного поглощения и лазерной интерферометрии позволяют считать измерения корректными. Для определения энергии ионов пучок после прохождения плазменной мишени анализировался с помощью дипольного магнита. Для нейтрализации влияния эффекта плазменной линзы использовался специальный магнит "с раздвоенным полюсом", который играл роль магнитного спектрометра с сильной перефокусировкой. В результате точность определения энергии для каждого значения зарядности ионов хлора составила $\Delta E/E = 10^{-4}$. Измерения тормозных потерь ионов хлора $1,5\text{--}2$ МэВ а.е.м. $^{-1}$ были проведены как для холодного водорода, так и для плазмы с одинаковыми значениями линейной электронной плотности $n_e l = 1 \times 10^{19}$ см $^{-2}$, где l — линейный размер плазмы. Кроме того, было представлено экспериментальное доказательство увеличения эффективного заряда тяжелых ионов в плазме по сравнению с таковым в холодном газе. Причем, если для ионов хлора с энергией 2 МэВ на нуклон этот эффект практически незаметен, то при энергии 1,5 МэВ на нуклон средний заряд на выходе из мишени в случае полной ионизации водорода возрастает на единицу.

Как уже отмечалось, основные задачи, относящиеся к проблеме ИТС, связаны с областью более высоких плотностей и температур плазмы, чем наблюдаемые в описанных выше экспериментах. Стремление увеличить плотность плазмы привело к созданию на ускорителе UNILAC установки по исследованию тормозных потерь тяжелых ионов в плазме, генерируемой мощным (100 Дж за 15 нс) неодимовым лазером NHELIX (Nanosecond High Energy Laser for Ion Experiments) (рис. 14) [72].

Мишень представляла собой углеродную фольгу толщиной 500–2000 нм. Плазма создавалась воздействием на фольгу лазерного излучения с плотностью мощности $5 \times 10^9\text{--}1 \times 10^{11}$ Вт см $^{-2}$. Протяженность плазменного формирования в направлении прохождения пучка достигала 3 мм. Проведенные с временным

разрешением спектроскопические измерения в видимом диапазоне позволили зарегистрировать линии СИ и СИИ, соответствующие электронной температуре в несколько электронвольт, через 50 нс после начала воздействия лазерного импульса. Плотность свободных электронов, оцененная по штарковскому уширению линий, составила $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Компьютерное моделирование лазерной плазмы дало следующий результат: в результате гидродинамического разлета начальная плотность плазмы $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в течение 100 нс спадает до 10^{19} см^{-3} . Максимально достижимое значение температуры при плотности потока $1 \times 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ — 60 эВ.

В последние годы были проведены эксперименты по определению потерь энергии для различных типов тяжелых ионов с энергиями 5 и 5,9 МэВ а.е.м.⁻¹ в фольгах разной толщины. Измерения проводились по времяпролетной методике с длиной базы 9,4 м. Было продемонстрировано возрастание тормозных потерь ионов в плазме по сравнению с таковыми в холодном углероде в 2–3 раза, в зависимости от степени ионизации плазмы. Изучение зарядового распределения ионов после взаимодействия с плазмой показало, что экспериментально измеренные значения среднего заряда тяжелых ионов после взаимодействия с плазмой на 15–20 % превышают величины, рассчитанные по формуле Бетца для газовых мишеней.

В серии экспериментов на электростатическом перезарядном ускорителе в Токийском технологическом институте также исследовались различные особенности взаимодействия протонов и ионов ¹⁶O с плазмой, создаваемой в результате облучения мишеней из углерода и гранул из гидрида лития мощным неодимовым лазером [73–75]. Гранулы гидрида лития ($d \approx 60 \text{ мкм}$) под воздействием лазерного излучения полностью испарялись. Экспериментально измеренные энергетические потери ионов кислорода в плазме гидрида лития превышали энергетические потери в холодном веществе от 3 до 6 раз, в зависимости от энергии налетающих частиц — от 150 до 350 кэВ на нуклон. Для протонов с энергией 350 кэВ на нуклон значение кулоновского логарифма взаимодействия в плазме, полученное в результате анализа экспериментальных данных, в $\sim 1,8$ раза превосходит кулоновский логарифм для холодного вещества.

Таким образом, на основе анализа литературных данных по экспериментальным и теоретическим исследованиям тормозной способности полностью нейтрального газа и полностью или частично ионизированной плазмы можно сделать следующие выводы.

1. В плазме с плотностью частиц, меньшей 10^{22} см^{-3} , типичной для разряда в газе ($n < 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$), величина плазменной частоты ω_p намного ниже атомной частоты $\bar{\omega}$, т.е. свободные электроны плазмы взаимодействуют с налетающей частицей при более высоких значениях прицельного параметра или, что эквивалентно, при меньших значениях переданного импульса. В результате, в соответствии с уравнением (4) и представленными экспериментальными данными, ионизация газа приводит к увеличению его тормозной способности благодаря большему значению кулоновского логарифма ($L_{fe} > L_{be}$).

2. Динамика процессов ионизации и захвата электронов налетающим ионом в холодном и в ионизированном веществе различна, так как сечение захвата свободного

электрона обычно много меньше сечения захвата связанного электрона. В результате эффективный заряд Z_{eff} налетающего иона в полностью ионизированном газе имеет более высокую величину, что приводит к возрастанию энергетических потерь, предсказанному теорией [46, 47, 49, 50].

5.3. Торможение частиц в плазме с сильным межчастичным кулоновским взаимодействием

Отдельного рассмотрения требует вопрос о взаимодействии ионов с неидеальной плазмой (или плазмой с сильным межчастичным кулоновским взаимодействием [1, 2]). В качестве параметра межчастичного взаимодействия (неидеальности) обычно используют величину $\Gamma = e^2(4\pi n_e^{1/3}/3)/(k_B T_e)$, где T_e — электронная температура плазмы, k_B — постоянная Больцмана. Для описания тормозной способности неидеальной плазмы был разработан новый подход, в основе которого лежит расчет воздействия на налетающий ион электрического поля, возникающего в среде в результате поляризации, производимой ионом. Применение такого "диэлектрического" подхода для расчета тормозной способности плазмы приводит к результатам, существенно отличающимся (до десяти раз) от тех, которые были получены по расширенной модели Бора–Бете–Блоха для скоростей ионов $v \sim v_t$, где $v_t = \sqrt{k_B T_e/m_e}$ — тепловая скорость электронов плазмы. Для больших скоростей налетающего иона $v \gg 10v_t$ различия в результатах расчетов не наблюдается. Однако малое число теоретических работ и отсутствие экспериментальных данных по взаимодействию ионов с неидеальной плазмой ($\Gamma \geq 1$) не позволяет говорить о возможности применения каких-либо точных формул для вычисления тормозной способности такой плазмы.

Фундаментальный интерес к исследованию торможения тяжелых заряженных частиц в плотной неидеальной плазме связан с предсказаниями изменения квадратичной зависимости удельных потерь энергии ионов от эффективного заряда при достижении значения $\Gamma \geq 1$ вследствие сильного кулоновского взаимодействия частиц тормозящей среды: $dE/dx \sim (Z_{\text{eff}})^\alpha$ ($\alpha \approx 1,4-1,5$) [76, 77].

Продвижение в область больших плотностей плазмы с целью исследования эффектов сильного межчастичного взаимодействия привело к идее использования взрывного генератора плазмы [78]. Подобный генератор способен создавать плазму с плотностью электронов $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, температурой 1–10 эВ и параметром неидеальности $\Gamma \geq 1$ за фронтом ударной волны, возбуждаемой при детонации заряда химического ВВ в газе. Важным достоинством такого типа генераторов плазмы для пучковых экспериментов является отсутствие сильных электромагнитных полей, которые возникают при получении плазмы с помощью сильноточного разряда в газе или капиллярного разряда с испаряющейся стенкой.

В эксперименте [78] ударная волна возбуждалась при подрыве ВВ типа гексаген массой до 60 г в стеклянной или металлической трубке, наполненной инертным газом Хе (рис. 15). Эта трубка помещалась в специальную взрывную камеру, которая устанавливалась на пути прохождения протонного пучка ускорителя "Истра-36" (ИТЭФ). Вакуумная взрывная камера диаметром 0,88 м и толщиной стенок 25 мм позволяет проводить экспери-

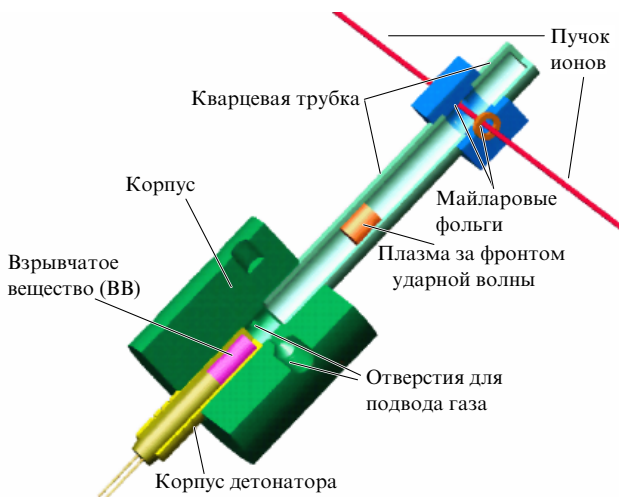


Рис. 15. Схема мишени на основе взрывного генератора [88].

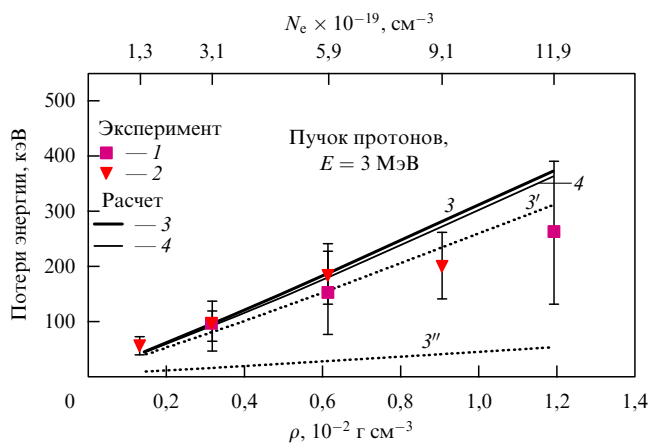


Рис. 16. Энергетические потери протонов с энергией 3 МэВ в плазме ксенона [79] во взрывном генераторе: 1 — измерения анализирующим магнитом, 2 — измерения времяпролетным методом, 3 — полные потери в плазме, 3' — потери на связанных электронах, 3'' — потери на свободных электронах, 4 — потери на холодном газе. Длина мишени 6 мм.

менты при массе ВВ, не превышающей 200 г в тротиловом эквиваленте.

Пучок протонов [79] или ионов [80, 81] проходит через плазму перпендикулярно оси трубки. Синхронизация момента прохождения импульса протонов или ионов через движущийся слой плазмы с подрывом ВВ и срабатывания системы клапанов, отделяющих вакуумный объем ускорителя от взрывной камеры, представляет собой нетривиальную экспериментальную задачу. Предварительно были измерены скорости ударной волны (до ~ 10 км с^{-1}) и связанные с ними значения температуры, плотности и параметра неидеальности $\Gamma \sim 1$. Из рисунка 16 видно, что измеренные значения потерь энергии для больших плотностей плазмы на $\sim 30\%$ меньше, чем расчетные для плазмы с такой же по величине линейной плотностью.

Впервые были проведены систематические исследования тормозных потерь ионов, имеющих различные массы (С, Аг, Кг и U) с энергиями от 3,5 до 11,5 МэВ на нуклон в ксеноновой и аргоновой плазме для различных типов мишеней на базе взрывного генератора ускорителя UNILAC (GSI) [81]. При начальных давлениях аргона от

0,2 до 3 бар были получены однородные плазменные формирования толщиной 4–6 мм с плотностью свободных электронов $(0,26-1,5) \times 10^{20}$ см^{-3} и параметром неидеальности Γ от 0,6 до 1,3. Получены также зависимости потерь энергии ионов углерода от плотности ионизованного газа. Максимальные значения энергетических потерь — 2,52 МэВ на нуклон — были получены для ионов с энергией 11,5 МэВ на нуклон в плазме аргона с линейной плотностью 15,5 мг см^{-2} .

Результаты эксперимента, которые отличаются от предсказаний теории для идеальной плазмы (SRIM, [66]) в пределах 10–20%, являются прямым доказательством влияния сильного межчастичного взаимодействия в ионизованной среде на энергетические потери ионов в неидеальной плазме.

Дальнейшие эксперименты с плазмой взрывного генератора направлены на увеличение точности измерений и на выявление "чистого" эффекта влияния свободных электронов на изменение тормозных потерь за счет использования в качестве пробных частиц полностью ионизованных ядер.

6. Нагрев и гидродинамическое движение вещества под действием мощных потоков тяжелых ионов

При достижении на ускорителе SIS-18 уровня удельного энерговыклада, превышающего 100 Дж г^{-1} ($\sim 10^9$ частиц за импульс), были начаты эксперименты по исследованию гидродинамического движения вещества, нагретого ионным пучком [82]. В качестве мишеней были выбраны кристаллы замороженных инертных газов Кг и Хе как имеющие наименьшую энергию сублимации.

Покадровая съемка процесса с боковой подсветкой от ксеноновой лампы-вспышки (рис. 17) позволила измерить скорости движения фронта (~ 200 м с^{-1}) разлетающегося в вакуум вещества плоской пластины из свинца толщиной 1 мм, подвергшейся воздействию ионного пучка [83].

Благодаря уменьшению пятна фокусировки ионного пучка на мишени удалось достичь уровня энерговыложения более чем 1 кДж г^{-1} и получить скорость разлета нагретого вещества до 570 м с^{-1} [83]. Эти данные позволили оценить давление ($\sim 2,8$ ГПа) и температуру вещества ($\sim 0,17$ эВ).

Последние достижения в увеличении фазовой яркости ионных пучков за счет применения электронного "охлаждения" пучка и его компрессии в продольном фазовом объеме [16, 18] дают возможность сфокусировать пучок $^{238}\text{U}^{73+}$ с энергией 350 МэВ на нуклон и интенсивностью $3-4 \times 10^9$ ионов за импульс в пятно диаметром $D \leq 300$ мкм при длительности импульса ~ 110 нс. Это позволило начать измерение теплофизических свойств и гидродинамического отклика мишеней из различных металлов (Pb, W, Та, Al), а также UO_2 на воздействие интенсивного ионного пучка. Полученные температуры (5000–15000 К) достигают двухфазной области жидкость–газ, что дает возможность исследовать уравнения состояния и критические точки ряда материалов в режиме высокой плотности энергии в веществе [25].

В связи с этим международная коллаборация с участием российских физиков активно развивает специальные методы диагностики плотной плазмы в рамках

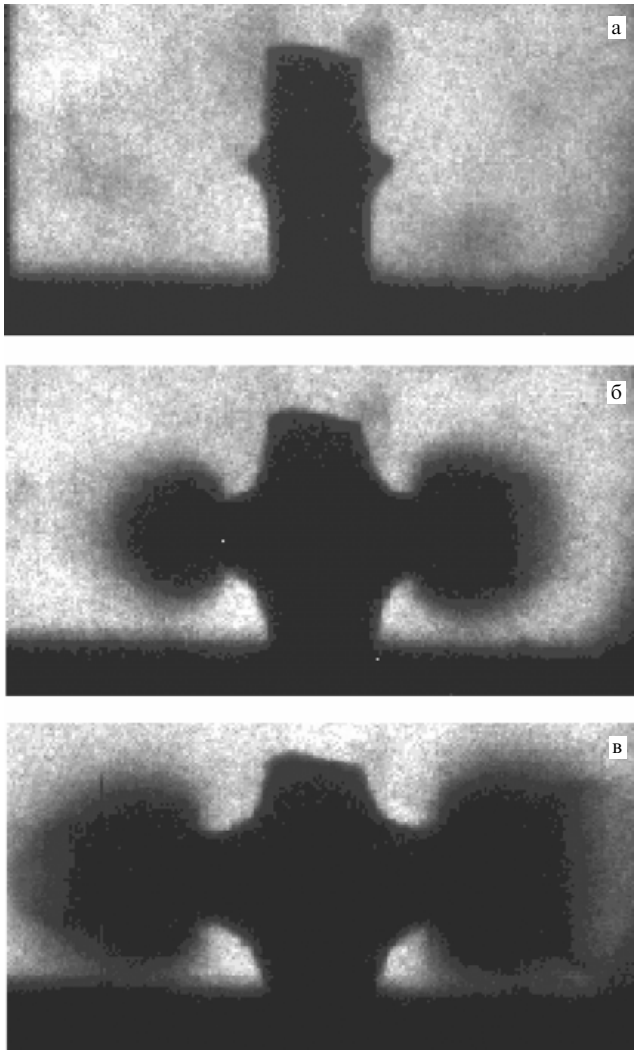


Рис. 17. Покадровая съемка движения нагретого образца из Pb толщиной 1 мм под действием пучка Ag с энергией 300 МэВ на нуклон и длительностью 300 нс, сфокусированного в пятно 400 мкм: (а) 360 нс, (б) 1560 нс, (в) 2360 нс после начала импульса [83].

эксперимента HINEX (*Heavy Ion Heating and Expansion* — нагрев тяжелыми ионами и гидродинамический разлет), в котором используются пучки ионов ускорителя SIS-18 [18]. В этих экспериментах образцы твердых или пористых материалов помещаются между двумя прозрачными сапфировыми плоскостями (рис. 18), которые ограничивают разлет равномерно нагретого вещества, реализуя одномерный квази-изэнтропический режим гидродинамического движения в газовую среду или в вакуум.

При этом специфика экспериментальных условий, для которых характерна большая плотность вещества и сравнительно низкая температура (~ 1 эВ), выдвигает особые требования к методам диагностики термодинамических параметров. Востребованными (при определенной модификации) оказываются как диагностические методы, развитые в исследованиях быстропротекающих процессов в лазерной плазме, так и методы, развитые в ударно-волновых экспериментах с химическими ВВ [1, 2]. Одним из преимуществ ионного способа генерации экстремальных состояний вещества являются сравнительно большие объемы вещества (несколько

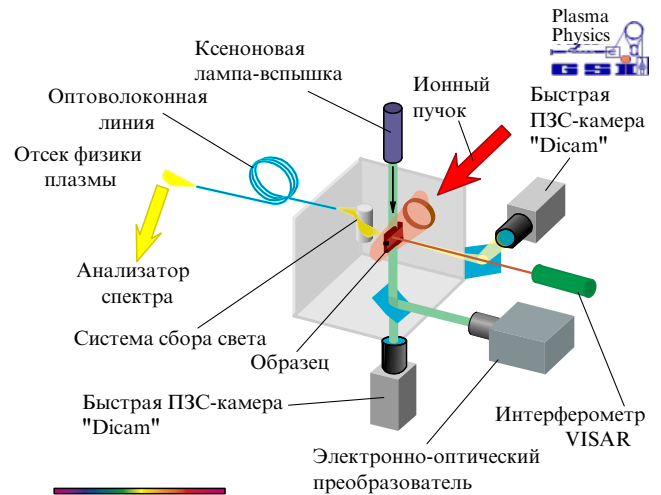


Рис. 18. Схема эксперимента HINEX [18].

кубических миллиметров) и достаточно длительные характерные интервалы времени изменения термодинамических параметров (~ 10–100 нс), в течение которых можно проводить измерения.

Остановимся на тех методах диагностики, которые имеют особую важность для экспериментов с пучками тяжелых ионов.

Измерение поглощенной веществом энергии ΔQ ионного пучка с высокой точностью ($\pm 5\%$) является первоочередной задачей при постановке экспериментов с тяжелоионными пучками. Действительно, в экспериментах с ионными пучками эта величина задает один из измеряемых термодинамических параметров — удельную внутреннюю энергию вещества $\epsilon_s = \Delta Q$ [кДж г⁻¹]. Очевидно, что ΔQ зависит от числа частиц в пучке N_i , профиля энерговыделения вдоль траектории движения частиц в веществе мишени, а также от поперечного распределения интенсивности ионного пучка в пятне фокусировки.

Для измерения полного числа ионов в пучке от ускорителя используется сигнал тока с калиброванного пояса Роговского, устанавливаемого непосредственно перед камерой взаимодействия. Верхний предел размера фокального пятна определяется по регистрации линейчатого излучения атомов аргона, возбуждаемых ионами пучка в остаточном газе [18]. Начальный объем V_0 и плотность ρ_0 мишени также задаются с высокой точностью.

В работе [84] предложено использовать γ -излучение, индуцированное неупругими столкновениями ионов с ядрами вещества мишени. Интенсивность таких вторичных γ -квантов прямо пропорциональна произведению интенсивности пучка ионов на концентрацию ядер мишени:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = I_b n_i \sigma(E_i) \Delta l, \tag{8}$$

здесь Δl — длина образца, $\sigma(E_i)$ — сечение генерации γ -квантов.

Важными достоинствами этого метода являются: 1) выход γ -квантов не зависит от термодинамического состояния вещества, 2) жесткие γ -кванты выходят из образца практически без потерь (мишень "прозрачна" для γ -квантов с энергией более 1 МэВ).

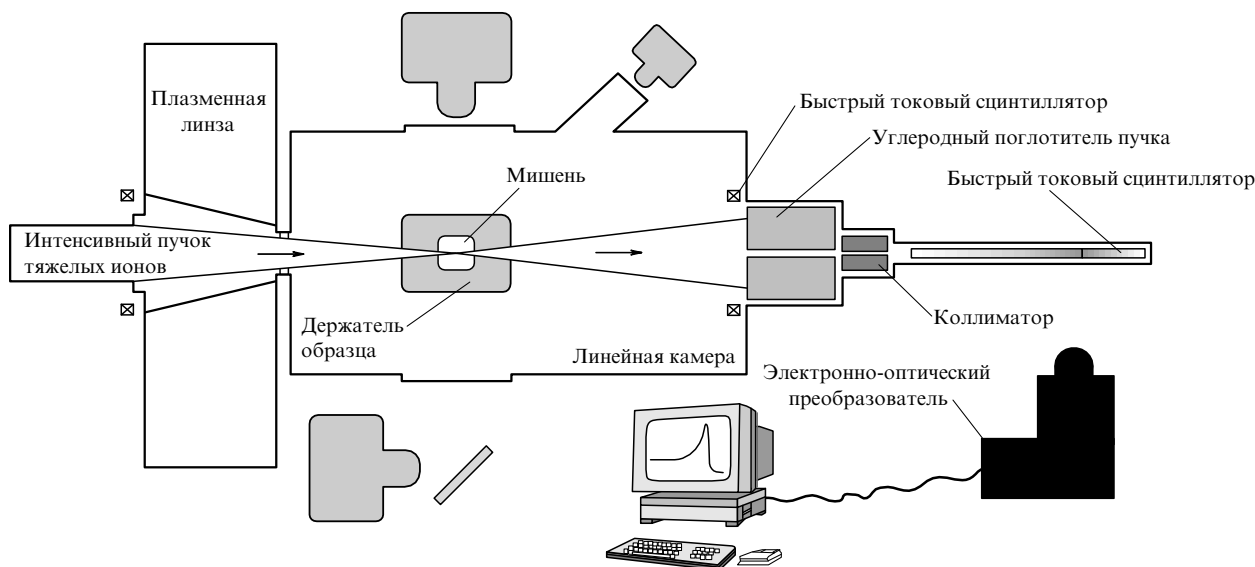


Рис. 19. Динамическая спектрометрия энергетических потерь в плотном веществе [88].

Для измерения температуры плотного вещества, нагретого ионным пучком до температур от 1000 до 50 000 К, используется метод оптической пирометрии [85]. Для надежного восстановления планковского спектра применяются многоканальные приборы, оснащенные фотодетекторами, расположенными за узкополосными фильтрами разной толщины в каждом канале. Подобные системы имеют достаточное пространственное (~ 100 мкм) и временное (~ 5 нс) разрешение и большой динамический диапазон ($\sim 10\,000$). Калибровочные эксперименты с мишенями из вольфрама [86] позволили измерить временной профиль температуры образца, нагретого ионным пучком, с пиковым значением ~ 6000 К.

Измерение плотности плазменного объекта производится посредством измерения в исследуемой мишени тормозных потерь пробных частиц с большой энергией. При этом в случае протонов существенным является то, что потери энергии зависят только от плотности электронов тормозящей среды, если их скорость много больше тепловой скорости электронов плазмы. В работах [62, 87] в качестве пробных частиц использовался пучок протонов с энергией 3 МэВ. С его помощью была измерена плотность плазмы капиллярного разряда величиной на уровне $6,4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при температуре 3,3 эВ.

Важную информацию о плотности нагретого вещества, а также о других термодинамических параметрах содержат данные динамических измерений тормозных потерь самих греющих ионов в случае, когда их пробег превышает линейный размер мишени, — результаты применения так называемой методики динамической спектрометрии энергетических потерь. В работе [88] интенсивные пучки ионов ^{238}U , ^{86}Kr , ^{40}Ar и ^{18}O с энергией ~ 300 МэВ на нуклон взаимодействуют с криогенными мишенями из замороженных газов Ne или Xe, вызывая нагрев и гидродинамическое движение вещества мишеней. Частицы пучка, прошедшие сквозь мишень, попадают в быстрый жидкий органический сцинтиллятор ВС-517Н, вызывая в нем свечение вдоль пути своего пробега до полной остановки. Наиболее яркое свечение наблюдается в области пика Брэгга,

поэтому реальная длина пробега определяется с высоким пространственным и временным разрешением (рис. 19).

Поскольку гидродинамический разлет вещества мишеней приводит к уменьшению линейной плотности и, следовательно, к снижению энергетических потерь в мишени, положение пика Брэгга в сцинтилляторе динамически изменяется. Измеренные таким образом энергетические потери в мишенях позволяют непосредственно сравнивать экспериментальные результаты с расчетными и проводить таким образом верификацию физических моделей (в частности уравнений состояния), заложенных в программы. Пучок ^{40}Ar ($\sim 5 \times 10^{10}$ ионов за импульс) длительностью $\sim 1,12$ мкс, сфокусированный плазменной линзой в пятно диаметром 0,740 мм, обеспечил удельный энерговыход $\sim 0,57$ кДж г^{-1} . На рисунке 20 представлено сравнение экспериментальных

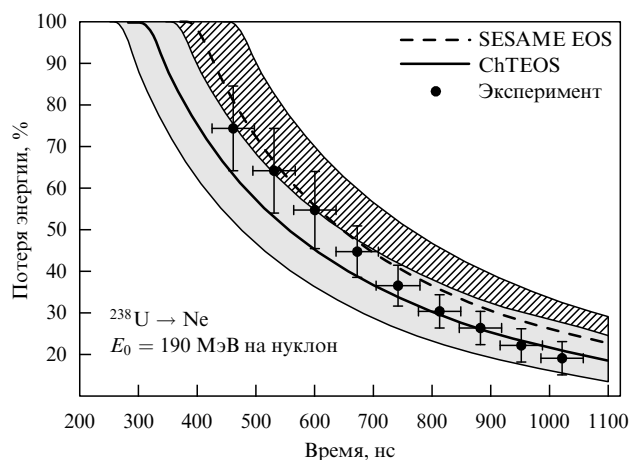


Рис. 20. Зависимость энергетических потерь ионов ^{238}U от времени, измеренная в ходе гидродинамического разлета мишени из неона [88], в сравнении с зависимостями, полученными в расчетах на основе различных уравнений состояния вещества мишени: уравнение состояния (EOS) из таблиц SESAME — штриховая кривая и заштрихованная область, ChTEOS — сплошная кривая и тонированная область.

данных энергетических потерь с результатами расчетов, выполненных при учете гидродинамического движения вещества мишени, нагретой интенсивным ионным пучком. В сравнительных расчетах пробегов частиц использовался код SRIM [66] для холодного вещества, поскольку температура мишеней не превышала 0,5 эВ. Гидродинамический отклик вещества мишени Ne рассчитывался с помощью двумерной гидродинамической программы BIG-2 [32] с учетом реальных параметров нагревающего пучка [88] и использованием уравнений состояния SESAME и Черноголовского термического уравнения состояния (Chernogolovka's Temperature Equation of State — ChTEOS) [89].

В результате сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов делается вывод об ограничении точности при использовании уравнений состояния из таблиц SESAME в области параметров, где требуется корректное описание фазового перехода, при этом полумпирическая модель на основе ChTEOS обеспечивает лучшее совпадение.

Для динамических измерений таких параметров нагретого ионами вещества, как объем, коэффициент объемного (линейного) расширения, скорость движения границы, давление, используются сдвиговые лазерные интерферометры, в которых поверхность нагреваемого вещества включается в одно из плеч схемы Майкельсона [90, 91]. Пространственное разрешение подобных систем ограничено уровнем $\sim \lambda/4$, т.е. ~ 150 нм. Сейчас разработаны новые модификации интерферометров типа VISAR (Video Image Stabilization and Registration) с применением волоконной оптики и быстрых светодиодов [92]. Скорости движения могут быть измерены в широком диапазоне — от 10 м с^{-1} до 10 км с^{-1} — при точности измерений 1–2% и временном разрешении менее 1 нс. Тестовые эксперименты по отработке методики проводятся на пучках ускорителя SIS-18 в GSI в рамках международного эксперимента NINEX [18].

Поскольку транспортные свойства плазмы зависят от ее плотности и температуры, измерения электрической проводимости с временным разрешением являются весьма информативным источником данных о состоянии вещества в экстремальных условиях. Для экспериментов по измерению проводимости плазмы, нагреваемой пучками тяжелых ионов, развивается методика с использованием малоиндуктивной электрической цепи, в которую включаются исследуемые образцы, нагреваемые пучком ионов.

Первые измерения проводимости выполнены для ряда металлов (Pb, Cu, Ag и Al) [93] при уровне энергозложения $0,5 \text{ кДж г}^{-1}$. Для свинца получена зависимость электропроводности от времени, которая соответствует проводимости металла с нормальной плотностью при температуре 0,1 эВ.

7. Возможности интенсивных пучков тяжелых ионов для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием

7.1. Мощные ускорители-драйверы

В конце 1970-х годов было выдвинуто новое предложение — использовать для УТС с инерционным удержанием в качестве драйвера ускоритель интенсивных пуч-

ков тяжелых ионов. Эта идея основана на том, что мощные токовые импульсы можно получать на основе известных ускорительных технологий, разработанных для исследований в области физики высоких энергий [15, 94–98].

В настоящее время в США, Франции и России сооружаются мощные лазерные установки: NIF (National Ignition Facility), LMJ (Laser Mégajoule), "Искра-6" [95, 98, 99], нацеленные на достижение единичного акта термоядерного зажигания мишени, содержащей DT-топливо. Тем не менее направление ИТС, основанное на использовании интенсивных пучков тяжелых ионов, рассматривается как одно из наиболее перспективных, с точки зрения возможности создания термоядерной электростанции с приемлемыми экономическими показателями. Основанием для этого является ряд известных преимуществ ускорителей тяжелых ионов:

- высокий к.п.д. ($\sim 25\%$);
- доказанная возможность работы с частотой $\sim 1–10$ Гц;
- высокая степень надежности элементов ускорителя-драйвера;
- возможность значительного пространственного разделения оконечных фокусирующих элементов и самой термоядерной мишени (≥ 5 м).

Требуемые уровни энергии (5–100 ГэВ) тяжелых ($A \sim 200$ а.е.м.) ионов и суммарных токов пучков (~ 50 кА) не позволяют использовать такие типы ускорителей тяжелых ионов, как циклотроны или синхротроны, из-за ограничений по току, а также ввиду их низкого к.п.д. Основой ускорителя-драйвера может являться только линейный ускоритель с к.п.д. $\sim 25\%$ [98]. При этом рассматриваются два типа ускорителей-драйверов, способных обеспечить решение этих задач: европейские разработчики (включая российских ученых) опираются на схемы, основанные на использовании линейных резонансных ускорителей с накопительными кольцами [100–102], тогда как американские ученые ориентируются на использование индукционных линейных ускорителей [15, 95, 97, 103, 104].

Ключевой проблемой при разработке любой схемы ускорителя-драйвера является обеспечение таких параметров ионного пучка, которые позволяют сфокусировать очень короткий (~ 10 нс) и очень мощный ионный импульс в малое фокальное пятно на значительном расстоянии ($\sim 4–5$ м) от фокусирующих элементов. Последнее требование продиктовано необходимостью размещения фокусирующих элементов вне камеры реактора, имеющей внутренний радиус ≥ 3 м. При этом достижимый размер фокального пятна в значительной мере определяет полную энергию (а следовательно, и стоимость) драйвера ($E_d \sim R_f^{-3}$ [105]), так как для выполнения условия зажигания термоядерной мишени ионный пучок должен иметь типичную плотность мощности порядка $10^{19}–10^{20} \text{ Вт см}^{-2}$ при уровне удельного энергозложения $\sim 1000 \text{ МДж г}^{-1}$.

Проблема фокусировки является критической, поскольку ионы должны быть физически сжаты в малом объеме вопреки силам кулоновского расталкивания. Силы объемного заряда ионного пучка, препятствующие его острой фокусировке на мишень, расположенную в центре реакторной камеры, должны быть скомпенсированы при транспортировке пучка на термоядерную мишень, как минимум, между последней квадрупольной

линзой и мишенью. Компенсация может быть достигнута за счет либо плазменной нейтрализации пучка (подход прорабатываемый в США) [106, 107], либо использования прямой зарядовой компенсации, как это осуществляется в зарядово-симметричной схеме ускорителя-драйвера [101, 108].

Соответствующие масштабированные эксперименты по транспортировке интенсивных пучков через плазменные каналы активно проводятся в Беркли (США) [106] и в GSI [107]. Эксперименты сопровождаются детальным численным моделированием процессов в ускорителе — от ионного источника до транспортировки на мишень в камеру реактора — с использованием трехмерных (3D) компьютерных кодов [109, 110].

7.2. Мишени тяжелоионного инерциального термоядерного синтеза

Как и лазерные мишени, тяжелоионные мишени ИТС по принципу действия делятся на мишени прямого и непрямого облучения. В одномерных расчетах мишени прямого облучения позволяют достичь существенно более высоких значений коэффициента усиления G , чем не прямые (рентгеновские) мишени, — просто из-за отсутствия дополнительной стадии преобразования энергии ионного пучка в рентгеновское излучение. Однако из-за негативной роли двух- и трехмерных эффектов в случае использования мишени прямого облучения, связанных с неизбежными неоднородностями фронтального облучения, основное внимание исследователей во всем мире было сосредоточено на мишенях непрямого действия, в которых имплозия топлива осуществляется через промежуточную стадию преобразования (конверсию) энергии ионных пучков в энергию теплового рентгеновского излучения с характерными температурами $T_x = 100 - 300$ эВ [105, 111–115]. Главной особенностью мишеней этого типа является пространственное разделение области поглощения (конвертора) облучающих ионов и ускоряемой сферической оболочки DT-топлива с прилегающим внешним слоем капсулы (рис. 21). Передача энергии из конвертора в DT-капсулу осуществляется исключительно посредством рентгеновского излучения.

Оптимальная конструкция тяжелоионной мишени претерпевает кардинальные изменения, если в качестве драйвера выбрать пучки тяжелых ионов со сравнительно высокими, почти релятивистскими энергиями $E_i \geq 0,5$ ГэВ на нуклон [100, 108].

Тяжелые ионы с энергиями $E_i \geq 0,5$ ГэВ на нуклон имеют сравнительно длинные пробеги, $R \geq 5 - 20$ г см⁻²,

которые практически несовместимы со сферической геометрией сжатия топлива. Предлагаемая цилиндрическая мишень срабатывает под действием двух отдельных ионных импульсов, распространяющихся вдоль оси цилиндра [100, 115]. Согласно проведенным одно- и двумерным расчетам, минимальная энергия ионного пучка, требующаяся для холодного сжатия DT-топлива в цилиндрических мишенях прямого облучения, лежит в диапазоне $10 - 15$ МДж см⁻¹. Зажигание и распространение волны горения вдоль цилиндра может быть достигнуто с помощью второго мощного пучка тяжелых ионов длительностью 0,2 нс и полной энергией в импульсе 0,4 МДж (принцип "быстрого поджига" [116, 117]). Результаты двумерных расчетов дают долю выгорания топлива $f_b \approx 0,4 - 0,6$. В этом случае можно рассчитывать на значения коэффициента термоядерного усиления мишени $G = 50 - 150$ [113].

7.3. Концепции реакторной камеры и электростанции на основе инерциального термоядерного синтеза

Основным и главнейшим параметром, определяющим энергетические показатели ядерной электростанции, является коэффициент усиления мощности энергетического цикла K_e , который в случае ИТС является произведением к.п.д. драйвера η , коэффициента усиления мишени G , к.п.д. теплового цикла ε , коэффициента усиления мощности в бланкете реактора M и равняется отношению электрической мощности электростанции к мощности, затраченной на питание драйвера:

$$K_e = \frac{P_e}{P_d} = MG\eta\varepsilon. \quad (9)$$

Известно [95, 98], что стоимость произведенной электроэнергии стремительно возрастает при $K_e < 4$ (т.е. драйвер начинает тратить более 25 % выработанной электроэнергии). Типичные значения $M = 1 - 1,2$, а $\varepsilon = 0,3 - 0,35$. Следовательно, произведение ηG должно быть больше 10. Именно поэтому тяжелоионный драйвер имеет важнейшее преимущество перед другими типами драйверов, так как его к.п.д. $\eta \sim 25\%$ позволяет выдвигать реалистические требования к величине коэффициента усиления мишени G , т.е. конструировать мишени с $G = 50 - 100$. Поскольку стоимость драйвера быстро возрастает с увеличением его энергии, разработка эффективных драйверов, а также мишеней, обеспечивающих наибольший коэффициент термоядерного

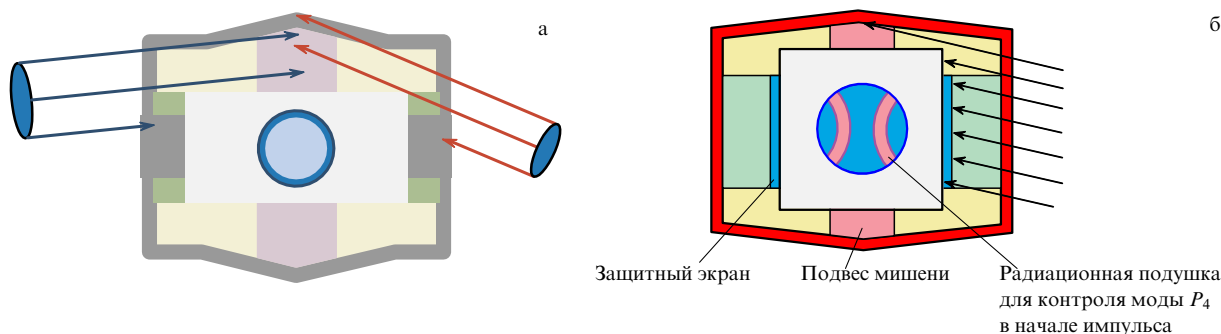


Рис. 21. (а) Мишень с распределенным конвертором для 120 пучков с углом падения до 24°. (б) Гибридная мишень, обеспечивающая большой размер фокального пятна при облучении пучками с малым углом падения [115].

усиления G при наименьшей возможной энергии драйвера, является ключевой задачей ИТС.

Экономический анализ, проведенный различными исследовательскими группами, показывает, что себестоимость электроэнергии, произведенной с помощью ИТС, становится конкурентоспособной, когда один драйвер с частотой 10 Гц работает на 5 реакторах с тепловой мощностью ~ 1 ГВт каждого из них [95, 98].

Важнейшим преимуществом реакторной камеры ИТС является возможность использования жидкой первой стенки, которая обеспечивает значительную продолжительность жизни (~ 30 лет) конструкции реактора [97, 118]. Действительно, жидкая стенка не только принимает на себя первоначальный удар продуктов микровзрыва (с энергетическим эквивалентом ~ 100 – 200 кг химического ВВ) и защищает твердую стенку от быстрых нейтронов ($\sim 80\%$ энергетического потока на стенку), γ -излучения ($\sim 10\%$), плазмы и осколков мишени ($\sim 10\%$), но и выполняет дополнительные функции:

- служит теплоносителем, передающим тепло в паротурбинный цикл;

- играет роль "крионасоса", который благодаря малому давлению насыщенных паров ($\sim 10^{-5}$ торр при $\sim 500^\circ\text{C}$) менее чем за ~ 200 мс после взрыва позволяет создать в камере реактора требуемый для следующего микровзрыва вакуум ($\sim 10^{-3}$ торр);

- является материалом для выработки трития, поскольку содержит в своем составе литий.

Обычно в проектах в качестве многофункционального теплоносителя используются жидкие литийсодержащие эвтектики с рабочей температурой $\geq 500^\circ\text{C}$.

Разработан целый ряд концептуальных проектов реакторов на основе ИТС, согласованных с лазерным драйвером, тяжелоионным ускорителем [118–121] или мощным импульсным разрядом. Наибольшими преимуществами при компоновке взаимосогласованного ансамбля драйвер–мишень–камера реактора будут обладать реакторы на основе тяжелоионного драйвера, поскольку для него требуется наименьшее количество окон ввода излучения в камеру, а магнитные фокусирующие линзы в этом случае не находятся под прямым воздействием нейтронов. Соответствующая концепция реакторной камеры и тепловая схема электростанции ИТС, рассчитанной на тепловую мощность 1 ГВт, с использованием тяжелоионного драйвера с энергией ионов 100 ГэВ и цилиндрической мишени прямого облучения с быстрым поджигом ионным пучком рассмотрена в [122, 123].

Сейчас в Европе, России и США наблюдается бурное развитие как расчетно-теоретических, так и экспериментальных работ в области ИТС на пучках тяжелых ионов. Основными направлениями исследований являются: физика ускорителей интенсивных пучков тяжелых ионов, физика взаимодействия интенсивных ионных пучков с плазмой, физика высокой плотности энергии в веществе, физика мишеней для ИТС на пучках тяжелых ионов, а также специальные проблемы реакторов на пучках тяжелых ионов. В последние годы в этой области наметился серьезный сдвиг, связанный с началом создания в ИТЭФ по существу первой в мире мощной тяжелоионной установки, сооружаемой на основе глубокой модернизации существующего в ИТЭФ ускорительного комплекса [17, 124]. Использование в значительной мере ранее созданного оборудования позволило резко сокра-

тить затраты на изготовление такой установки, параметры которой (проектная мощность пучка ~ 1 ТВт, при накопленной энергии ~ 100 кДж), тем не менее, дадут возможность осуществлять на ней эксперименты, которые могут обеспечить прорыв в области тяжелоионного термоядерного синтеза. В первую очередь это эксперименты по изучению физики ускорения и накопления интенсивных пучков тяжелых ионов, а также взаимодействия интенсивных ионных пучков с плазмой и эксперименты по фундаментальной физике высокой плотности энергии в веществе.

8. Заключение

Как показано в представленном обзоре, благодаря заданным Природой физическим особенностям процессов при торможении интенсивного пучка тяжелых ионов в веществе, релятивистские ускорители тяжелых ионов заняли особое место среди мощных источников энергии — драйверов, применяемых для исследований экстремального состояния материи. Благодаря объемному характеру энерговыделения ионного пучка в веществе, интенсивные пучки тяжелых ионов, которые способны генерировать различные состояния материи, в том числе с экзотическим набором термодинамических параметров, являются уникальным инструментом для исследования экстремального состояния вещества в воспроизводимых экспериментальных условиях.

Сейчас эксперименты на пучках тяжелых ионов ускорителей SIS-18 (GSI, Дармштадт) и ТВН-ИТЭФ готовятся и проводятся большой международной коллаборацией. Эти эксперименты направлены на исследование уравнений состояния, плазменных фазовых переходов, критических точек металлов, проводимости, неконгруэнтных фазовых превращений, атомной физики при сильном межчастичном взаимодействии.

Исследования на пучках тяжелых ионов имеют важные практические применения для УТС с инерционным удержанием, безопасности ядерных реакторов, плазменных технологий, планетарной геофизики. Как было показано, тяжелоионный драйвер имеет важнейшее преимущество перед другими типами драйверов, так как его к.п.д. ($\sim 25\%$) позволяет выдвигать наиболее реалистические требования к коэффициенту усиления мишени G , т.е. конструировать мишени с $G = 50$ – 100 . Поэтому разработка эффективных ускорителей-драйверов, а также мишеней, обеспечивающих наибольший коэффициент термоядерного усиления G при наименьшей возможной энергии драйвера, является ключевой задачей ИТС.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Д. Фертману и В.С. Хорошкову за подготовку материала, А.А. Голубеву и М.М. Баско за полезные обсуждения, а также О.Ю. Жиряковой за помощь в подготовке публикации.

9. Приложение. Адронная терапия с использованием пучков от ускорителей

Как было показано в разделе 3 профиль энерговыделения ионного пучка имеет характерный пик в конце пробега иона. В конце 1960-х годов эту важную особенность адронов (протонов и ионов) было предложено использовать для прецизионного терапевтического воздействия на злокачественные образования в

живых тканях [125–127]. На крупных протонных ускорителях в Беркли (США) и в ИТЭФ (СССР) возникли медицинские отделения, в которых начались радиобиологические исследования, а впоследствии стали проводиться реальные клинические процедуры. Успехи в области протонной терапии привели (с начала 1990-х годов) к созданию специализированных центров, в которых ежегодно проходят лечение от нескольких сотен до нескольких тысяч больных. В состав подобных центров входят компактные ускорители протонов с энергией до 300 МэВ и системы разводки пучков в 4 или 5 кабин, оснащенных прецизионными устройствами направленного дистанционного воздействия пучка на злокачественное новообразование (ЗН) в теле пациента. Новая страница в области адронной терапии была открыта с появлением возможности использовать для медицинских целей ионы углерода на ускорителе SIS-18 в GSI (Дармштадт). Ионы углерода как частицы с большим, чем у протонов, атомным зарядом более эффективно воздействуют на пораженную ткань, практически не подвергая радиационной нагрузке окружающие ткани. Кроме того, углерод, входящий в состав молекул живых организмов, не вызывает нежелательных биохимических реакций. По результатам клинического опыта в Гейдельберге создается специализированная клиника углеродной терапии заболеваний мозга на основе ускорителя ионов углерода.

Бурное развитие адронной терапии обусловлено двумя причинами [128].

1. *Первая причина* заключается в максимально возможном снижении лучевой нагрузки на здоровые ткани, органы и структуры — уменьшении облучаемых объемов здоровых тканей и/или уменьшении поглощенной ими дозы. Доза, приходящаяся на опухоль (мишень), практически всегда лимитируется допустимой лучевой нагрузкой на здоровые ткани, которая неизбежно возрастает при увеличении дозы облучения, направленного на мишень, и, в свою очередь, определяет количество (частоту) и тяжесть постлучевых осложнений.

Протонные пучки являются лучшим средством снижения лучевой нагрузки на здоровые ткани. Сравнение двух дозно-анатомических планов облучения одной и той же мишени — плана γ -облучения и плана протонного облучения — показывает, что в последнем случае лучевая нагрузка на здоровые ткани оказывается примерно в два раза меньше.

Кроме того, протонная лучевая терапия (ПЛТ) вследствие особенностей прохождения протонов через вещество обеспечивает возможность создания на задней и боковых границах мишени высочайших краевых градиентов дозы. Это открывает две абсолютно новые возможности в лучевом лечении:

- облучение малых и сверхмалых мишеней;
- облучение мишеней, расположенных практически вплотную к критическим (боящимся лучевого воздействия) органам и структурам.

ПЛТ может применяться при лечении опухолей у детей, опухолей головы и шеи, центральной нервной системы, желудочно-кишечного тракта и мочеполовой системы, гинекологических, легочных опухолей и опухолей мягких тканей и костей.

2. *Вторая причина* состоит в увеличении дифференцированности откликов на одну и ту же поглощенную дозу злокачественных клеток и их коллективов (ЗН) и здоро-

вых тканей. Это направление особенно важно для получения (или улучшения) возможностей лучевого лечения радиорезистентных опухолей.

В силу ряда радиобиологических причин облучение плотно ионизирующими типами излучений (π^- -мезоны, нейтроны, ионы тяжелее протонов) позволяет преодолеть радиорезистентность ЗН без использования специальных модификаторов. Является общепризнанной и уже доказанной перспективностью лучевого лечения радиорезистентных опухолей пучками нейтронов (нейтронная и нейтронзахватная терапия) и пучками ионов тяжелее протонов. Наибольшее распространение (если говорить о тяжелых ионах) получило использование ионов углерода [131, 132], которые обладают повышенной биологической эффективностью по сравнению с таковой более легких ионов для преодоления радиорезистентности.

Именно сочетание этих двух качеств — высокой биологической эффективности и возможности создания резко очерченных, высокоградиентных дозных полей — делает применение пучков ионов углерода в лучевой терапии радиорезистентных опухолей более эффективным, чем применение пучков нейтронов, при использовании которых хорошо очерченные дозные распределения невозможно создать в принципе.

Ситуация в мире

С 1954 г. вплоть до 1990 г. все клинические исследования велись в экспериментальных центрах, базирующихся на физических (не медицинских) исследовательских ускорителях. Лишь в 1990 г., после получения достоверно успешных результатов лечения, в крупном госпитале в г. Лома-Линда (США) был сооружен первый в мире клинический центр протонной терапии на основе специального медицинского ускорителя. Именно с этого момента наблюдается стремительное возрастание числа уже не экспериментальных, а клинических центров адронной терапии [129, 130] (табл. 2).

Таблица 2. Темп сооружения центров адронной терапии

Категория центра \ Год	1988	1990	2005	2006	2015 (прогноз)
Экспериментальные центры	11	13	20	20	20
Клинические центры	—	1	11	20	35
Всего	11	14	31	40	55

Сегодня в мире наряду с центрами протонной терапии активно работают, аккумулируя результаты радиобиологических, предклинических и клинических исследований, три центра ионной углеродной терапии; четыре центра сооружаются. В ближайшие годы следует ожидать резкого возрастания темпа сооружения центров ионной терапии и быстрого приближения их числа к числу клинических центров протонной терапии.

Оборудование центров протонной терапии "под ключ" поставляется целым рядом известных фирм ("Мицубиси", "Хитачи", ИВА, "Сименс" и др.). Стоимость центров в зависимости от комплектации и местных условий колеблется от 70 до 100 млн долларов США.

Ситуация в России

В России с 1967 г. введены в строй и активно функционируют три экспериментальных центра протонной терапии (ПЛТ). Центр ПЛТ ОИЯИ (Дубна, с 1967 г., более 500 больных), Центр ПЛТ ИТЭФ (Москва, с 1969 г., 4000 больных), Центр ПЛТ Центрального научно-исследовательского рентгено-радиологического института и Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН (Гатчина, с 1974 г., около 1300 больных). К моменту запуска в 1990 г. первого в мире клинического центра ПЛТ (Лома-Линда, США) в России было сосредоточено почти треть клинического мирового опыта протонной терапии — проведено лечение около 3000 больных. С 1990 г. развитие и увеличение масштабов применения адронной терапии в России практически прекратилось. С этого времени ежегодный поток пациентов в центрах ПЛТ в России уменьшается, в то время как во всем мире быстро возрастает (рис. 22а). Лишь в 2006 г. стартовал и начал успешно развиваться первый специализированный региональный проект — клинический Центр ПЛТ в Городской клинической больнице (ГКБ) им. С.П. Боткина в Москве (рис. 22б).

Проект выполняется в соответствии с общепринятыми во всем мире требованиями к подобным центрам. Ход проекта показывает, что создание Центра может

быть *полностью* осуществлено силами отечественных разработчиков и изготовителей.

Клинические требования к составу, структуре и основным параметрам клинических центров адронной терапии (ЦАТ)

Клинические требования к составу, структуре и основным параметрам клинических центров определяют общепринятые и апробированные сегодня принципы их сооружения:

1. Центр может сооружаться лишь в составе крупной современной больницы, имеющей хорошо оснащенные онкологическую службу и радиологическое отделение со всей присущей атрибутикой — широкий арсенал диагностических (топометрических) средств, установки конвенциональной (рентген, гамма-частицы, электроны) лучевой терапии.

Если такого рода больница отсутствует, то ее необходимо создавать одновременно с ЦАТ.

2. Центр может сооружаться для использования как двух типов излучения (пучки протонов и пучки ионов), так и только одного типа излучения.

3. Основными элементами центра являются: ускоритель, лучевые установки, системы топометрии, системы дозно-анатомического планирования, мощное информационное технологическое обеспечение.

4. Ускоритель является необходимой, но не самой сложной и дорогой частью ЦАТ. Возможно использование синхротрона, циклотрона, линейного ускорителя. Основные требования к ускорителю — надежность и длительный срок непрерывной (без профилактик и ремонта) работы. Основные параметры пучка должны обеспечить облучение как небольших, так и крупных (несколько литров) ЗН, локализованных в любой части тела. При современном состоянии ускорительной техники параметры пучков, генерируемых ускорителями для получения требуемых дозных распределений, легко достижимы при энергии адронов до 300 МэВ на нуклон.

5. Необходимо наличие трех-пяти процедурных кабин для выполнения каждой из задач (протонная терапия, ионная терапия), причем в двух-четырех из них размещаются протонные лучевые установки для ротационного и многопольного облучения лежащего и зафиксированного больного (гантри). К одной из кабин для облучения ионами желательнее осуществить подвод пучка с трех направлений: горизонтально, вертикально сверху и под углом 45° сверху. Одна-две кабин оснащаются лучевыми установками, работающими на горизонтальных пучках (онкоофтальмология и радионейрохирургия). Минимальное число кабин для каждой из задач (протонная терапия, ионная терапия) — три, соответствующий годовой поток больных (1000 и более) определяется экономическими соображениями³. Максимальное число кабин (не более пяти) лимитируется невозможностью обеспечить пучками адронов от одного источника (ускорителя) большее число лучевых установок. Соотношение числа кабин с гантри и горизонтальными пучками определяется тем, что на последних можно облучать лишь 5–7% локализаций ЗН от их полного спектра. Сооружение центров ПЛТ без гантри признано сегодня

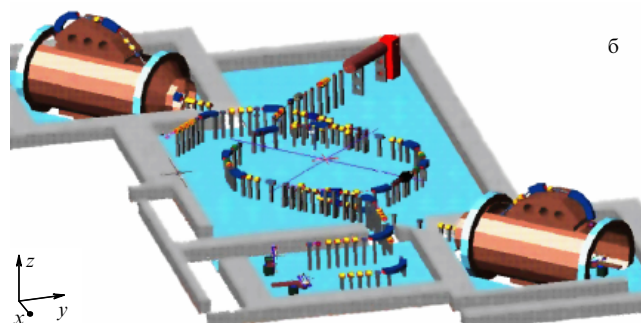
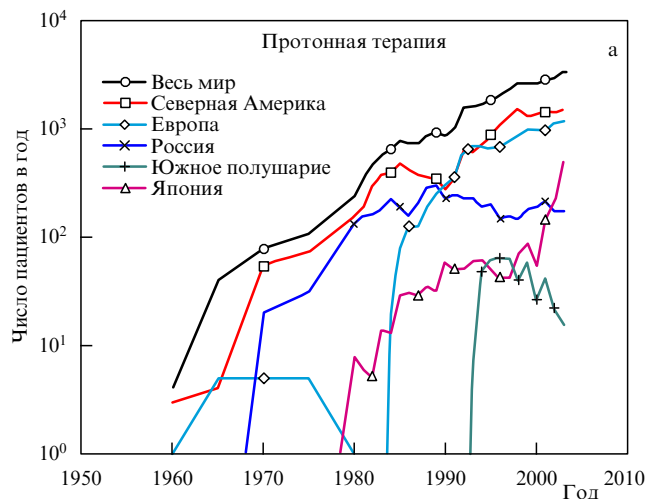


Рис. 22. (а) Число пациентов в год по странам и континентам [131]. (б) Проект Центра ПЛТ при ГКБ им. С.П. Боткина, лечебный этаж [132]. В центре рисунка — синхротрон (энергия 250 МэВ); в правом верхнем углу — инжектор (линейный ускоритель); в левом верхнем и правом нижнем углах — установки для ротационного облучения лежащего пациента; в центре рисунка внизу — процедурная с двумя лучевыми установками на горизонтальных фиксированных пучках. Основная новация проекта — облучение больных во всех трех процедурных осуществляется одновременно.

³ Стоимость ускорителя обычно составляет 20–25% стоимости всего центра. Уменьшение числа кабин увеличивает долю стоимости ускорителя, приходящуюся на одну кабину.

абсолютно нецелесообразным. Гантри должно обеспечивать возможность облучения больного с любых направлений (4π) без каких-либо ограничений. Ввод ограничений по возможным направлениям облучения делает протонную терапию не конкурентоспособной по сравнению с конвенциональной (рентген, гамма-частицы, электроны) лучевой терапией.

6. Эффективное использование и само функционирование сложнейшего оборудования и технологий ЦАТ возможно лишь при использовании современных информационных технологий и, прежде всего, специализированной Радиологической информационной системы (РИС), объединяющей информационные источники 3D-топометрической информации с мощными рабочими станциями для проведения предлучевой подготовки и с системой дозно-анатомического планирования облучения. Важной функцией РИС является взаимодействие с общеклинической информационной системой и системой управления лучевыми установками для корректного исполнения плана облучения.

7. Обязательное наличие уже упоминавшегося в пункте 1 арсенала аппаратов для проведения конвенциональной лучевой терапии обусловлено возможным выходом из строя ускорителя в адронном центре, который чреват прекращением облучения *всего* текущего (до 100 человек) потока больных. Конвенциональные лучевые установки являются необходимым резервом.

8. Наиболее важным элементом клинических требований являются требования к дозным распределениям и их основным параметрам. Именно они в совокупности с характеристиками лучевых установок определяют область применения адронной терапии и ее клиническую результативность. Смягчение этих требований всегда приводит к сужению области применения и ухудшению клинических результатов адронной терапии.

Выводы

Адронная терапия является естественным этапом развития дистанционной лучевой терапии.

1. Адронная терапия позволяет поднять уровень локального контроля ЗН, снизить частоту и тяжесть постлучевых осложнений, эффективно лечить малые и сверхмалые ЗН, вести облучение ЗН, расположенных вплотную к критическим органам и структурам, эффективно лечить радиорезистентные ЗН.

2. Во всем мире активно сооружаются центры протонной и ионной терапии, которые в ближайшие годы позволят осуществлять лечение большого числа онкологических больных.

3. В России по-прежнему работают лишь три экспериментальных центра протонной лучевой терапии — в Москве, Дубне и С.-Петербурге, в которых облучено более 5800 больных (около 12% мирового опыта). Максимальный опыт в России накоплен в Центре протонной лучевой терапии ИТЭФ — 4000 больных.

4. Поскольку адронная терапия является одним из наиболее эффективных и современных методов лучевого лечения, сооружение в России головного клинического ЦАТ и его тиражирование в других регионах России представляется в высшей степени целесообразным и своевременным.

5. В России активно продвигается пока лишь один региональный проект клинического Центра протонной лучевой терапии для ГКБ им. С.П. Боткина; проект

финансируется Правительством Москвы; научный руководитель проекта и генеральный проектировщик — Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова".

6. Как показало развитие московского проекта, сооружение клинических центров в России можно и необходимо полностью осуществлять силами отечественных разработчиков и изготовителей — научно-исследовательских институтов и заводов, опираясь на накопленный отечественный опыт адронной терапии, на научный и производственный потенциал страны.

7. Успешное решение проблемы можно осуществить лишь при принятии специальной Федеральной программы сооружения головного клинического ЦАТ и его тиражирования для различных регионов страны и зарубежного рынка; эта Программа наиболее эффективно может быть реализована в рамках национального проекта "Здравоохранение" и/или Федеральной целевой программы "Исследования и разработка по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 гг.".

8. Сооружение подобных центров, несомненно, резко повысит уровень и эффективность онкологической помощи в России, которая сегодня явно и сильно проигрывает в результативности лечения онкологических больных по сравнению с развитыми и даже развивающимися странами.

9. Центры адронной терапии могут сооружаться как в полном составе (протонная и ионная терапия), так и в ограниченном составе (либо протонная, либо ионная терапия). Стоимость основного нестандартного оборудования (ускоритель, каналы пучков, лучевые установки и пр.) ЦАТ составляет 3,65 млрд руб. (в полном составе), 2 млрд руб. — протонная версия, 2,2 млрд руб. — ионная версия. Указанные стоимости нестандартного оборудования могут несколько изменяться в зависимости от числа лучевых установок, закладываемых в проект. Стоимость стандартного медицинского оборудования — 1–2 млрд руб., в зависимости от укомплектованности этим оборудованием базового госпиталя.

10. Головной ЦАТ может быть спроектирован и сооружен в течение 4–5 лет. Проектирование нестандартного оборудования — 2 года; изготовление нестандартного оборудования — 2 года; строительство корпуса — 1,5–2 года; монтаж, наладка и ввод в эксплуатацию — 1–1,5 года. Разработка и изготовление нестандартного оборудования могут быть полностью проведены на российских предприятиях, включая ИТЭФ, Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.Е. Ефремова, Институт физики высоких энергий, ОИЯИ и др.

Список литературы

1. Фортвов В Е, Храпак А Г, Якубов И Т *Физика неидеальной плазмы* (М.: Физматлит, 2004)
2. Фортвов В Е *Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества* (М.: Буко, 2005)
3. Davidson R (Ed.) *Frontiers of High Energy Density Physics* (Washington, D.C.: NRC, Natl. Acad. Press, 2003)
4. Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford: Clarendon Press, 2004)
5. Альтшулер Л В *УФН* **85** 197 (1965) [Al'tshuler L V *Sov. Phys. Usp.* **8** 52 (1965)]; Альтшулер Л В и др. *УФН* **169** 323 (1999) [Al'tshuler L V et al. *Phys. Usp.* **42** 261 (1999)]

6. Альтшулер Л В и др. *Вестн. РАН* **74** 1011 (2004) [Altshuler L V et al. *Herald Russ. Acad. Sci.* **74** 613 (2004)]
7. Владимиров А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 69 (1984) [Vladimirov A S et al. *JETP Lett.* **39** 82 (1984)]
8. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994) [Trunin R F *Phys. Usp.* **37** 1123 (1994)]
9. Аврорин Е Н и др. *УФН* **163** (5) 1 (1993)
10. Karsch F "Lattice QCD at High Temperature and QGP", BNL-NT-06/2; hep-lat/0601013
11. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* (М.: Наука, 1985) [Translated into English: Ginzburg V L *Physics and Astrophysics: a Selection of Key Problems* (Oxford: Pergamon Press, 1985)]
12. Müller B, Nagle J L "Results from the Relativistic Heavy Ion Collider" *Annu. Rev. Nucl. Part. Phys.* **56** 93 (2006)
13. Коломенский А А *Физические основы методов ускорения заряженных частиц* (М.: Изд-во МГУ, 1980)
14. Tahir N A et al. "The CERN Large Hadron Collider as a tool to study high-energy density matter" *Phys. Rev. Lett.* **94** 135004 (2005)
15. Bock R et al. "Inertial confinement fusion: heavy ions", in Landolt-Börnstein, New Series, Group VIII/3B *Energy Technologies*, Subvolume B: *Nuclear Energy* (Heidelberg: Springer-Verlag, 2005) p. 529
16. Hoffmann D H H et al. "Frontiers of dense plasma physics with intense ion and laser beams and accelerator technology" *Phys. Scripta* **T123** 1 (2006)
17. Алексеев Н Н и др. "Физический запуск накопительного кольца ТВН" *Атомная энергия* **93** 474 (2002) [Alekseev N N et al. "Physical startup of the TWAC storage ring" *At. Energy* **93** 995 (2002)]
18. Hoffmann D H H et al. "Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams" *Laser Part. Beams* **23** 47 (2005)
19. Henning W F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **204** 725 (2003); **214** 211 (2004)
20. Neumayer P et al. "Status of PHELIX laser and first experiments" *Laser Part. Beams* **23** 385 (2005)
21. Алексеев Н Н, Кошкарев Д Г, Шарков Б Ю "Неливиллиевское накопление ядер углерода в ускорительно-накопительном комплексе ИТЭФ" *Письма в ЖЭТФ* **77** 149 (2003) [Alekseev N N, Koshkarev D G, Sharkov B Yu "Non-Liouvillian carbon nucleus accumulation at the IТЭФ storage accelerator facility" *JETP Lett.* **77** 123 (2003)]
22. Sigmund P *Particle Penetration and Radiation Effects* (Berlin: Springer-Verlag, 2006)
23. Bakhmetjev I E et al. "Research into the advanced experimental methods for precision ion stopping range measurements in matter" *Laser Part. Beams* **21** 1 (2003)
24. Arnold R C, Meyer-ter-Vehn J "Heating matter with heavy ion beams" *Z. Phys. D* **9** 65 (1988)
25. Hoffmann D H H et al. "Unique capabilities of an intense heavy ion beam as a tool for equation-of-state studies" *Phys. Plasmas* **9** 3651 (2002)
26. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* 2-е изд. (М.: Наука, 1966) [Translated into English: Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, NY: Dover Publ., 2002)]
27. Sokolowski-Tinten K et al. "Transient states of matter during short pulse laser ablation" *Phys. Rev. Lett.* **81** 224 (1998)
28. Batani D et al. "Measuring equation of state with lasers" *Europhys. News* **27** 210 (1996); "Equation of state data for iron at pressures beyond 10 Mbar" *Phys. Rev. Lett.* **88** 235502 (2002)
29. Коробенко В Н и др. *Физика плазмы* **28** 1093 (2002) [Korobenko V N et al. *Plasma Phys. Rep.* **28** 1008 (2002)]; Gathers G R *Rep. Prog. Phys.* **49** 341 (1986)
30. Kozyreva A et al. "Dynamic confinement of targets heated quasi-isochorically with heavy ion beams", GSI-2003-2 Annual Report (2003) p. 27; *Phys. Rev. E* **68** 056406 (2003)
31. Gregori G et al. *Phys. Rev. E* **67** 026412 (2003)
32. Fortov V E et al. *Nucl. Sci. Eng.* **123** 169 (1996)
33. Sharkov B Yu et al. "Heavy ion fusion energy program in Russia" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 1 (2001)
34. Basko M M, Churazov M D, Aksenov A G *Laser Part. Beams* **20** 411 (2002)
35. Piriz A R et al. "Generation of a hollow ion beam: Calculation of the rotation frequency required to accommodate symmetry constraint" *Phys. Rev. E* **67** 017501 (2003)
36. Basko M M *Phys. Plasmas* **7** 4579 (2000)
37. Казарин А и др. Численное моделирование цилиндрической компрессии мишени с внутренней областью с малой плотностью. GSI-2001-4 Annual report (2000) p. 48
38. Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J *Nucl. Fusion* **40** 59 (2000)
39. Churazov M D, Sharkov B Yu "Heavy-ion targets without tritium" *Nuovo Cimento A* **106** 1945 (1993)
40. Tahir N A et al. *Phys. Rev. E* **63** 016402 (2001)
41. Tahir N A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **41** 287 (2001)
42. Tahir N A et al. "Intense heavy ion beams as a tool to induce high-energy-density states in matter" *Contrib. Plasma Phys.* **43** 373 (2003)
43. Ebeling W, Richert W *Contrib. Plasma Phys.* **25** 431 (1985)
44. Devald E, Constantin C *Ann. Rep.* (2001)
45. Tahir N A et al. "The creation of strongly coupled plasmas using an intense heavy ion beam: low-entropy compression of hydrogen and the problem of hydrogen metallization" *J. Phys. A: Math. Gen.* **36** 6129 (2003)
46. Nardi E, Zinamon Z *Phys. Rev. Lett.* **49** 1251 (1982)
47. Peter T, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. A* **43** 1998 (1991)
48. Mehlhorn T A *J. Appl. Phys.* **52** 6522 (1981)
49. Баско М М *Физика плазмы* **10** 1195 (1984)
50. Deutsch C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **278** 38 (1989)
51. Nardi E, Peleg E, Zinamon Z *Phys. Fluids* **21** 574 (1978)
52. Ларкин А И *ЖЭТФ* **37** 264 (1959) [Larkin A I *Sov. Phys. JETP* **10** 186 (1960)]
53. Hoffmann D H H et al. *Phys. Rev. A* **42** 2313 (1990)
54. Dietrich K-G et al. *Laser Part. Beams* **8** 583 (1990)
55. Dietrich K-G et al. *Z. Phys. D* **16** 229 (1990)
56. Dietrich K-G et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3623 (1992)
57. Wetzler H et al. *Laser Part. Beams* **15** 449 (1997)
58. Betz H-D *Rev. Mod. Phys.* **44** 465 (1972)
59. Jacoby J et al. "Stopping of heavy ions in a hydrogen plasma" *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550 (1995)
60. Kowalewicz R et al. *Laser Part. Beams* **14** 599 (1995)
61. Belyaev G et al. *Phys. Rev. E* **53** 2701 (1996)
62. Golubev A et al. "Dense plasma diagnostics by fast proton beams" *Phys. Rev. E* **57** 3363 (1998)
63. Golubev A et al. "Experimental investigation of the effective charge state of ions in beam-plasma interaction" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 247 (2001)
64. Golubev A et al. "Experimental investigation of the effective charge state of ions in beam-plasma interaction", Annual Report GSI-99-04 (1999) p. 6
65. Kulish M et al. "Dynamic plasma pressure measurements" *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2294 (2001)
66. Ziegler J F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **219–220** 1027 (2004); SRIM-2000, SRIM-2003, <http://www.srim.org/>
67. Servajean A et al. *J. Appl. Phys.* **71** 2587 (1992)
68. Gardes D et al. *Phys. Rev. A* **46** 5101 (1992)
69. Chabot M et al. *Phys. Rev. E* **51** 3504 (1995)
70. Chabot M, Gardes D, Kiener J *Laser Part. Beams* **13** 293 (1995)
71. Chabot M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **415** 571 (1998)
72. Roth M et al. "Energy loss of heavy ions in laser-produced plasmas" *Europhys. Lett.* **50** 28 (2000)
73. Sakumi A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 231 (2001)
74. Oguri Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 657 (1998)
75. Shibata K et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 225 (2001)
76. Gericke D, Schlanges M *Phys. Rev. E* **60** 904 (1999)
77. Zwignagel G, Toepffer C, Reinhard P-G *Phys. Rep.* **309** 117 (1999); *Laser Part. Beams* **13** 311 (1995)
78. Mintsev V et al. "On measurements of stopping power in explosively driven plasma targets" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 715 (1998)
79. Mintsev V et al. "Stopping power of proton beam in a weakly non-ideal xenon plasma" *Contrib. Plasma Phys.* **39** 45 (1999)
80. Weyrich K et al. "First Energy Loss Measurements in Shockwave-driven, Non-ideal Plasmas, in HED in Matter Produced by Heavy Ion Beams", Annual Report 2001, GSI-2002-7 Report Nov.2002
81. Weyrich K et al. "Shockwave-driven, non-ideal plasmas for interaction experiments with heavy-ion beams" *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 4749 (2006)
82. Dornik M et al. "Heavy-ion-beam-induced motion in rare-gas cryo targets" *Fusion Eng. Design* **32–33** 511 (1996)
83. Stöwe S et al. "Heavy-ion-induced hydrodynamic motion in lead targets" *Laser Part. Beams* **18** 573 (2000)
84. Roudskoy I V et al. "Gamma radiation measurements as a diagnostic tool of beam-induced dense plasmas" *Laser Part. Beams* **23** 539 (2005)
85. Varentsov D et al. Scientific Report 2003, GSI-Darmstadt, GSI-2004-01 (2004) p. 137

86. Ni P et al. "Pyrometric system for temperature measurements of HED matter generated by intense heavy ion beams" *J. Phys. IV (France)* **133** 977 (2006)
87. Golubev A et al. "Diagnostics of plasma target for ion beam: target interaction experiments" *Fusion Eng. Design* **32–33** 557 (1996)
88. Varentsov D et al. *Laser Part. Beams* **20** 485 (2002)
89. Bushman A V et al. *Intense Dynamic Loading of Condensed Matter* (London: Taylor & Francis, 1992)
90. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **79** 8310 (1996)
91. Levin L, Izach D, Shamir J *Rev. Sci. Instrum.* **67** 1434 (1996)
92. Weng J et al. "New all-fiber velocimeter" *Rev. Sci. Instrum.* **76** 093301 (2005)
93. Udreă S et al. "Electrical resistivity measurements of heavy ion beam generated high energy density aluminium" *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 4743 (2006)
94. Duderstadt J J, Moses G A *Inertial Confinement Fusion* (New York: Wiley, 1982) [Дюдерштадт Дж, Мозес Г *Инерциальный термоядерный синтез* (М.: Энергоатомиздат, 1984)]
95. Hogan W J (Ed.) *Energy from Inertial Fusion* (Vienna: IAEA, 1995)
96. Mima K et al., in *Inertial Fusion Science and Application 99* (Eds C Labaune, W Hogan, K Tanaka) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 381
97. Bock R "Inertialfusion mit Schwerionenstrahlen", Preprint GSI 2001-32
98. *Ядерный синтез с инерционным удержанием — современное состояние и перспективы для энергетики* (Под ред. Б.Ю. Шаркова) (М.: Физматлит, 2005)
99. Pellat R "Ignition: a dual challenge", in *Inertial Fusion Science and Application 99* (Eds C Labaune, W Hogan, K Tanaka) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 3
100. Кошкарёв Д Г, Чуразов М Д "Инерционный термоядерный синтез на базе тяжёлоионного ускорителя-драйвера и цилиндрической мишени" *Атомная энергия* **91** (1) 47 (2001)
101. Koshkarev D G "Charge-symmetric driver for heavy-ion fusion" *Nuovo Cimento A* **106** 1567 (1993)
102. Hofmann I, Plass G (Eds) "The HIDIF Study", GSI Report 98-06 (1998); Hofmann I *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 11 (1998)
103. Logan B G *Laser Part. Beams* **20** 369 (2002)
104. Barnard J J et al. "Induction accelerator architectures for heavy-ion fusion" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 218 (1998)
105. Lindl J D *Inertial Confinement Fusion* (New York: Springer, 1998)
106. Yu S et al. "Plasma-channel-based reactor and final transport" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 174 (1998)
107. Tauschwitz A et al. *Inertial Fusion Science and Application 99* (Eds C Labaune, W Hogan, K Tanaka) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 521
108. Sharkov B Yu "Heavy-ion fusion activities at ITEP" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 20 (1998)
109. Friedman A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 653 (2001)
110. Haber I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 405 (2001)
111. Basko M M, Churazov M D, Koshkarev D G *Fusion Eng. Design* **32–33** 73 (1996)
112. Vatulin V V et al. *Fusion Eng. Design* **32–33** 609 (1996)
113. Basko M M, Churazov M D, Aksenov A G *Laser Part. Beams* **20** 411 (2002)
114. Tabak M et al. *Nucl. Fusion* **38** 509 (1998)
115. Callahan-Miller D A, Tabak M *Phys. Plasmas* **7** 2083 (2000)
116. Basov N G, Gus'kov S Yu, Feoktistov L P *J. Sov. Laser Res.* **13** 396 (1992)
117. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **1** 1626 (1994)
118. Moir R W "Liquid wall inertial fusion energy power plants" *Fusion Eng. Design* **32–33** 93 (1996)
119. Badger B et al. "HIBALL-II — An improved conceptual heavy beam driven fusion reactor study", Report KfK No. 3840 (Karlsruhe: Kernforschungszentrum, 1984)
120. Bourque R F, Meier W R, Mousler M J "Overview of the Osiris IFE Reactor Conceptual Design" *Fusion Technol.* **21** 1465 (1992)
121. Meier W R, Wagaver L M "Recent heavy-ion fusion power plant studies in the US" *Nuovo Cimento A* **106** 1983 (1993)
122. Medin S A *Laser Part. Beams* **20** 419 (2002)
123. Медин С и др. "Основные параметры энергетической установки на основе тяжёлоионного термоядерного синтеза в концепции быстрого поджига", Препринт (М.: ИТЭФ, 2002)
124. Sharkov B "Status of heavy ion fusion" *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A229-A235 (2001)
125. Suit H "The Gray lecture 2001: coming technical advances in radiation oncology" *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **53** 798 (2002)
126. Suit H "Gray Lecture 2001 (Греевская лекция 2001): Грядущие технические достижения в радиоонкологии" *Медицинская физика* (1) 66 (2005)
127. Khoroshkov V S, Minakova Ye I "Proton beams in radiotherapy" *Eur. J. Phys.* **19** 523 (1998)
128. Хорошков В С "Эволюция технологий лучевой терапии: от рентгена к адронам" *ЯФ* **69** 1760 (2006) [Khoroshkov V S "Radiation beam therapy evolution: from x-rays to hadrons" *Phys. At. Nucl.* **69** 1724 (2006)]
129. Kraft G "Tumor therapy with heavy charged particles" *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45** (Suppl. 2) S473 (2000)
130. Amaldi U, Kraft G "Recent application of synchrotrons in cancer therapy with carbon ions" *Europhys. News* 114 (2005)
131. Кленов Г И, Хорошков В С "Развитие протонной лучевой терапии в мире и в России Ч. 1" *Медицинская физика* (3) 16 (2005)
132. Кленов Г И, Хорошков В С "Развитие протонной лучевой терапии в мире и в России Ч. 2" *Медицинская физика* (4) 9 (2005)

Intense ion beams for generation of extreme states of matter

V.E. Fortov

Institute of Thermophysics of Extreme States, Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Zhorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-495) 484-2300, (7-495) 483-2314. Fax (7-495) 485-7990. E-mail: fortov@ras.ru

D. Hoffmann

Institut für Kernphysik, Schlossgartenstr. 9, D-64289 Darmstadt, Deutschland

Tel. + 49-6159-71-2664. Fax + 49-6159-71-2888. E-mail: D.Hoffmann@gsi.de

B.Yu. Sharkov

Russian Federation State Scientific Center "A.I. Alikhanov Institute of Theoretical and Experimental Physics", ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-495) 123-0299, (7-495) 123-8093. Fax (7-495) 123-3028. E-mail: boris.sharkov@itep.ru

This paper reviews the basic ideas involved and latest experimental results obtained in the rapidly emerging field that studies the macroscopic thermodynamic behavior of matter generated by an intense ion beam and examines collective phenomena occurring in it. Beams of accelerated heavy ions as a tool to produce extreme states of matter under reproducible experimental conditions attracted the attention of scientists from around the world, due in large part to the fact that an ion beam releases its energy volumetrically in matter. Importantly, relativistic accelerators, being unique tools for probing extreme states of matter, have opened up new possibilities for producing various states of matter, including those having exotic sets of thermodynamic parameters. The problems addressed by experiments in the field are fundamental ones and include equations of states of supercompressed matter, plasma phase transitions, critical points of metals, anomalous conductivity, noncongruent phase transformations, and atomic physics with strong interparticle interactions.

PACS numbers: 28.52.Cx, **52.59. – f**, **64.10. + h**, **87.53. – j**

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802a.0113

Bibliography — 132 references

Received 25 June 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (2) 113–138 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (2) (2008)