

# Исследования ядерных реакций в микроразмерных мишенях, обеспечивающих генерацию сверхсильных квазистационарных полей под действием лазерного излучения

С.Ю.Гуськов, Ф.А.Корнеев

*Представлены схемы, обеспечивающие благоприятные условия для протекания и исследования реакций синтеза лёгких ядер в микроразмерных мишенях при использовании одного или нескольких мультипетаваттных лазерных импульсов. Особенностью рассмотренных мишеней является их способность генерировать сверхсильные магнитные или электрические квазистационарные поля, недостижимые другими методами. Магнитные поля, возбуждаемые в мишенях типа «улитка», позволяют не только существенно подавить электронную теплопроводность, но и в некоторых случаях удерживать заряженные продукты реакции. Электрические поля, генерируемые в сферических или цилиндрических микроразмерных мишенях, позволяют осуществить имплозивное сжатие вещества до твердотельного уровня плотности при нагреве до десятков и сотен кэВ. Приведены оценки, показывающие возможность создания с помощью рассмотренных схем сверхъярких источников вторичных частиц.*

**Ключевые слова:** мультипетаваттные лазерные импульсы, синтез лёгких ядер, микроразмерные мишени, сжатие вещества.

## 1. Введение

Потоки электронов большой мощности с энергиями частиц, достигающими десятков МэВ и более при воздействии на вещество лазерных импульсов петаваттной и эксаваттной мощности, способны возбуждать сверхсильные электрические и магнитные квазистационарные поля. В зависимости от геометрии и параметров взаимодействия характерные величины таких полей могут достигать и превышать  $10^{12}$  В/см [1, 2] и  $10^5$  Тл [3, 4] соответственно, а плотность тока лазерно-ускоренных электронов – достигать и превышать  $10^{13}$ – $10^{14}$  А/см<sup>2</sup>. Использование компактных микроразмерных мишеней может также обеспечить достижение высоких плотностей и температур плазмы, образующейся в области воздействия лазерного излучения. Исследование поведения плотной высокотемпературной плазмы в таких полях, включая протекание ядерных реакций, представляет собой в высшей степени интересное явление фундаментальной физики, имеющее важные практические приложения, связанные, в частности, с созданием ярких источников нейтральных и заряженных частиц.

На основе уже предложенных и новых схем лазерной генерации заряженных частиц и квазистационарных полей в экспериментах на перспективных установках сверхвысокой мощности, подобных установке XCELS, могут быть получены плотности потоков быстрых частиц и напряжённости полей недостижимого ранее уровня. Так, в условиях сверхсильных магнитных полей, возбуждаемых в компактных мишенях определённого типа, возможно

не только существенное подавление электронной теплопроводности в образующейся плазме и удержание заряженных продуктов ядерных реакций (протонов и альфа-частиц), но и формирование горячих замагниченных ионных образований. При этом время существования такой плотной горячей плазмы определяется гидродинамическими процессами, имеющими временной масштаб порядка, по крайней мере, десятков пикосекунд для мишеней размером в несколько десятков микрометров.

В настоящей работе при условии использования лазерного излучения установки XCELS предлагаются две схемы экспериментов по лазерному инициированию ядерных реакций и созданию ярких источников нейтральных и заряженных вторичных частиц на основе изготовленных из соответствующих материалов микроразмерных мишеней, обеспечивающих генерацию сверхсильных электростатических и магнитных полей. Обе схемы предполагают использование полей оболочек – одна из них при облучении лазерным импульсом внутренней поверхности мишени, а другая – внешней поверхности мишени. В работе [5] для создания благоприятных условий протекания безнейтронной реакции протон–бор с подавлением электронной теплопроводности было предложено применять мишени типа «улитка» в виде полых квазицилиндрической и квазисферической оболочек (см. рис.1 в работе [5] и рис.1,а в настоящей работе), обеспечивающих облучение лазерным импульсом внутренней поверхности оболочки и его распространение в режиме шепчущей галереи. В [5] был рассмотрен случай пикосекундного лазерного импульса с полной энергией порядка нескольких сотен Дж. Было показано, что вследствие большой эффективности поглощения излучения такими мишенями и, соответственно, высокой концентрации энергии, в полости мишени образуются горячие ионы с энергией  $\sim 1$  МэВ, соответствующей главному резонансу реакции. Как показывают расчёты, квазицилиндрическая геометрия взаимодействия со скользящим распространением импульса вдоль внутренней поверхности мишени [6] эф-

С.Ю.Гуськов, Ф.А.Корнеев. Физический институт им. П.Н.Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: korneev@theor.mephi.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

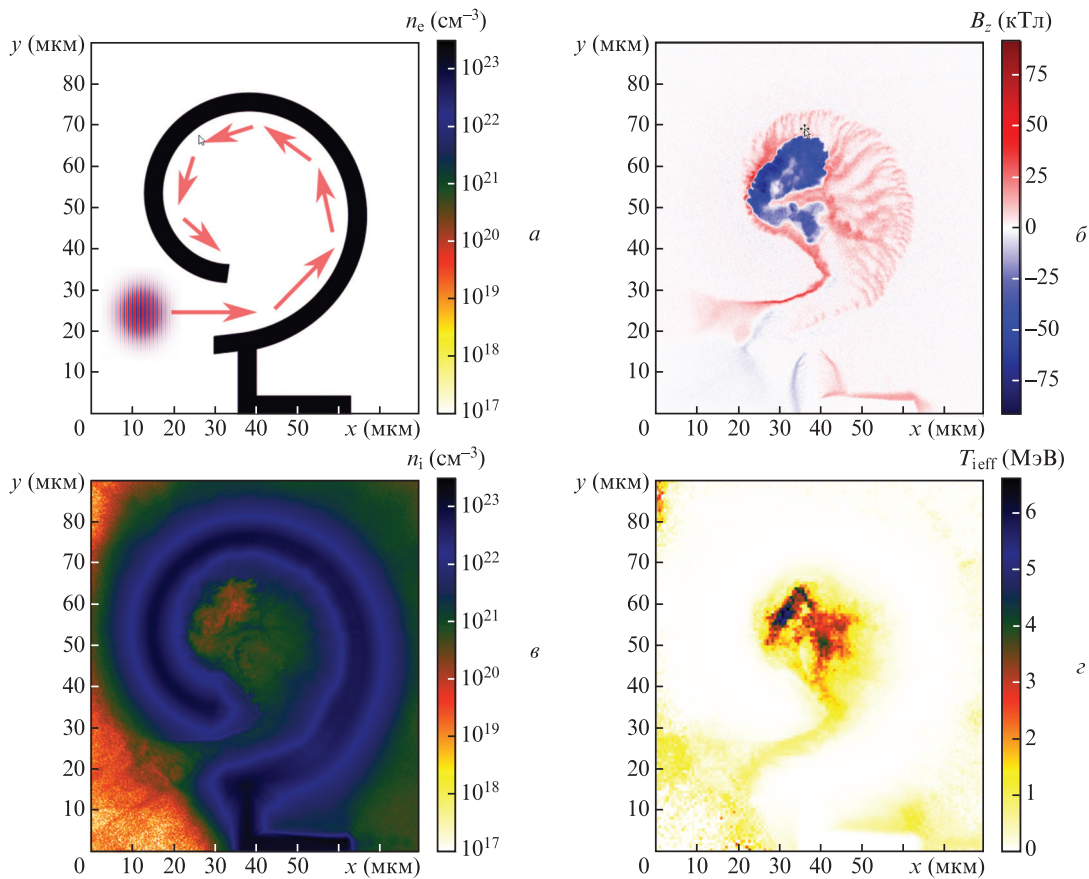


Рис.1. Схема взаимодействия релятивистского лазерного импульса с внутренней поверхностью квазицилиндрической мишени в режиме шепчущей галереи в начальный момент времени  $\tau = 0$  (а); распределения магнитного поля  $B_z$  (б), концентрации протонов (в) и эффективной температуры протонов (г) в пластиковой мишени в момент времени  $\tau = 1.4$  пс после облучения импульсом с параметрами установки XCELS.

фективна также и в случае фемтосекундных импульсов большой интенсивности, в частности при параметрах, ожидаемых на установке XCELS (см. [7]). При этом баланс энергии (в условиях практически полного поглощения лазерного импульса) позволяет предсказать, что энергия ионов образованной плазмы может достигать мегаэлектронвольт, а магнитные поля – нескольких десятков кТл.

В работе [8] рассмотрена модельная задача о формировании в микроскопических полостях сходящихся потоков ионов, ускоряемых в поле высокоэнергетичных электронов, равномерно заполняющих полости. При идеальной сферической симметрии в такой схеме могут быть достигнуты высокие плотности сжатия плазмы в центре полостей, близкие к твердотельной. В настоящей работе мы предлагаем импловзивную схему ускорения ионов внутрь сферической или цилиндрической оболочки в поле лазерно-ускоренных быстрых электронов, которые генерируются при воздействии нескольких синхронизированных лазерных пучков на внешнюю поверхность оболочки. Помимо инициирования ядерных реакций непосредственно в сходящихся потоках ионов, предлагается метод генерации реакций при импловзии потоков ионов на твердотельный материал, расположенный в центре оболочек. Основное внимание уделяется мишени в виде цилиндрической оболочки, использование которой существенно упрощает проведение диагностики, а также включение в качестве элемента мишени стержня, расположенного вдоль её оси.

## 2. Предлагаемая постановка эксперимента

В рамках исследований, направленных на создание компактных плазменных образований, имеющих достаточно высокие плотность и температуру для интенсивного протекания ядерных реакций, предлагаются две схемы экспериментов. Первая состоит в облучении релятивистским лазерным импульсом внутренней поверхности квазицилиндрической оболочки типа «улитка» при скольжении распространения излучения вдоль поверхности в режиме шепчущей галереи [9] (рис.1,а). Радиус мишени составляет несколько десятков микрометров при радиусе пучка несколько микрометров. Толщина оболочки не является определяющим параметром мишени. Вторая схема состоит в облучении несколькими синхронизированными релятивистскими лазерными импульсами внешней поверхности тонкой цилиндрической оболочки с радиусом  $R$  около 10 мкм и толщиной оболочки  $\Delta R$  в несколько мкм (рис.2 и 3). Обе эти характеристики мишени являются определяющими её параметрами, связанными с параметрами облучающих лазерных пучков. Толщина мишени должна соответствовать эффективной генерации быстрых ионов, а радиус – возможности глубокого схождения к центру мишени потоков ионов в процессе их последовательного ускорения в поле быстрых электронов. Одной из весьма интересных разновидностей этой схемы является схема, использующая цилиндрическую оболочку с центральным расположенным вдоль оси стержнем из твёрдого материала (рис.3,жс и к).

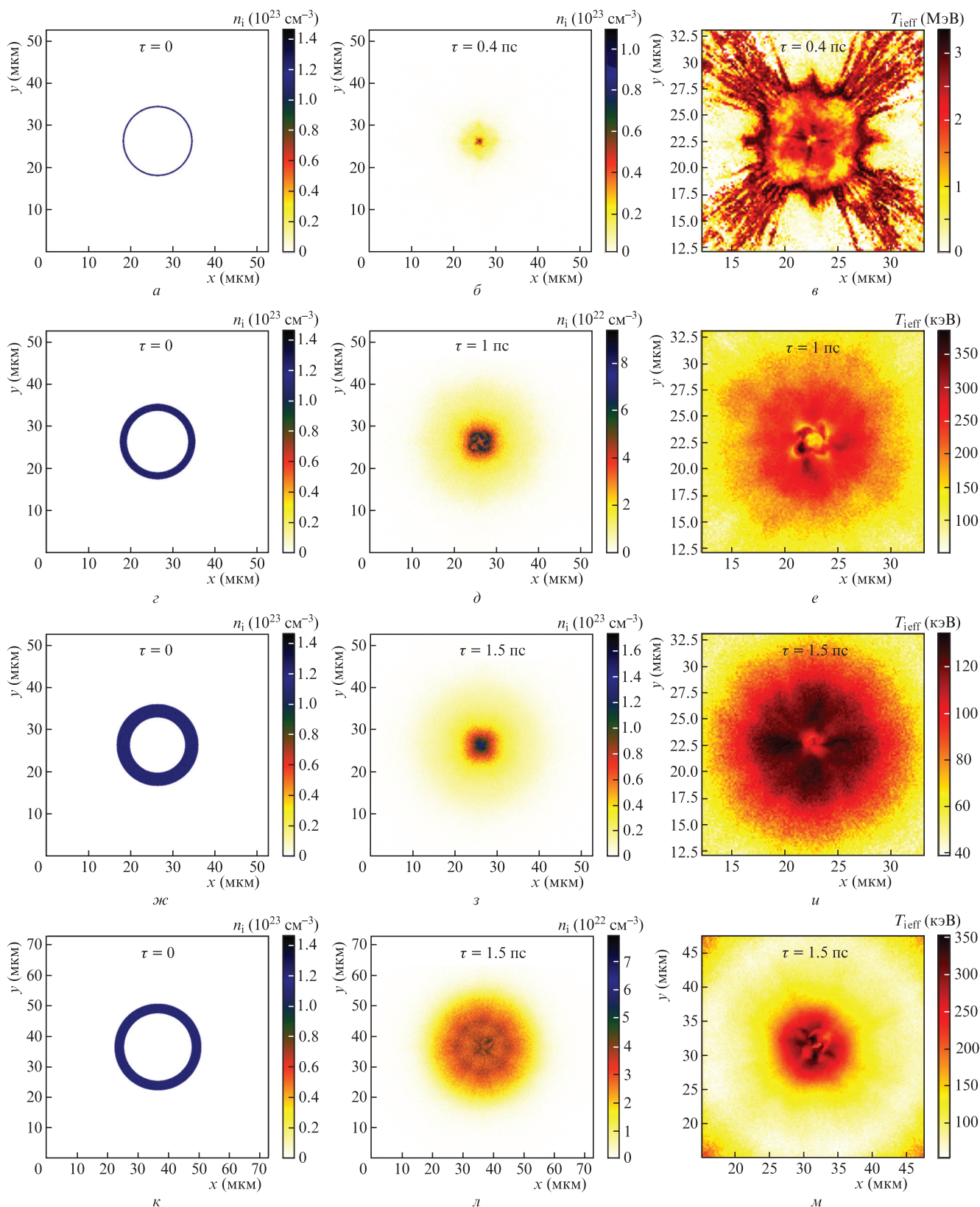


Рис.2. Результаты расчётов, показывающие формирование во времени ( $\tau = 0.4\text{--}1.5$  пс) плотной области горячих ионов с энергией в несколько МэВ—сотни кэВ при облучении цилиндрических полых мишеней различной геометрии четырьмя лазерными импульсами длительностью 25 фс и энергией 250 Дж каждый. Рассмотрены случаи:  $R = 7.7$  мкм,  $\Delta R = 0.3$  мкм ( $a\text{--}b$ );  $R = 7.7$  мкм,  $\Delta R = 1.6$  мкм ( $c\text{--}e$ );  $R = 7.7$  мкм,  $\Delta R = 3$  мкм ( $ж\text{--}u$ );  $R = 12$  мкм,  $\Delta R = 3$  мкм ( $к\text{--}л$ ).

В предлагаемых вариантах мишеней образуется область горячей или тёплой плазмы с ионной концентрацией  $\sim 10^{22}\text{--}10^{23}$  см $^{-3}$ , а в некоторых случаях на короткое

время даже превышающей исходную твердотельную плотность. Такая плазма представляет собой уникальное образование, исследование которого существенно упро-

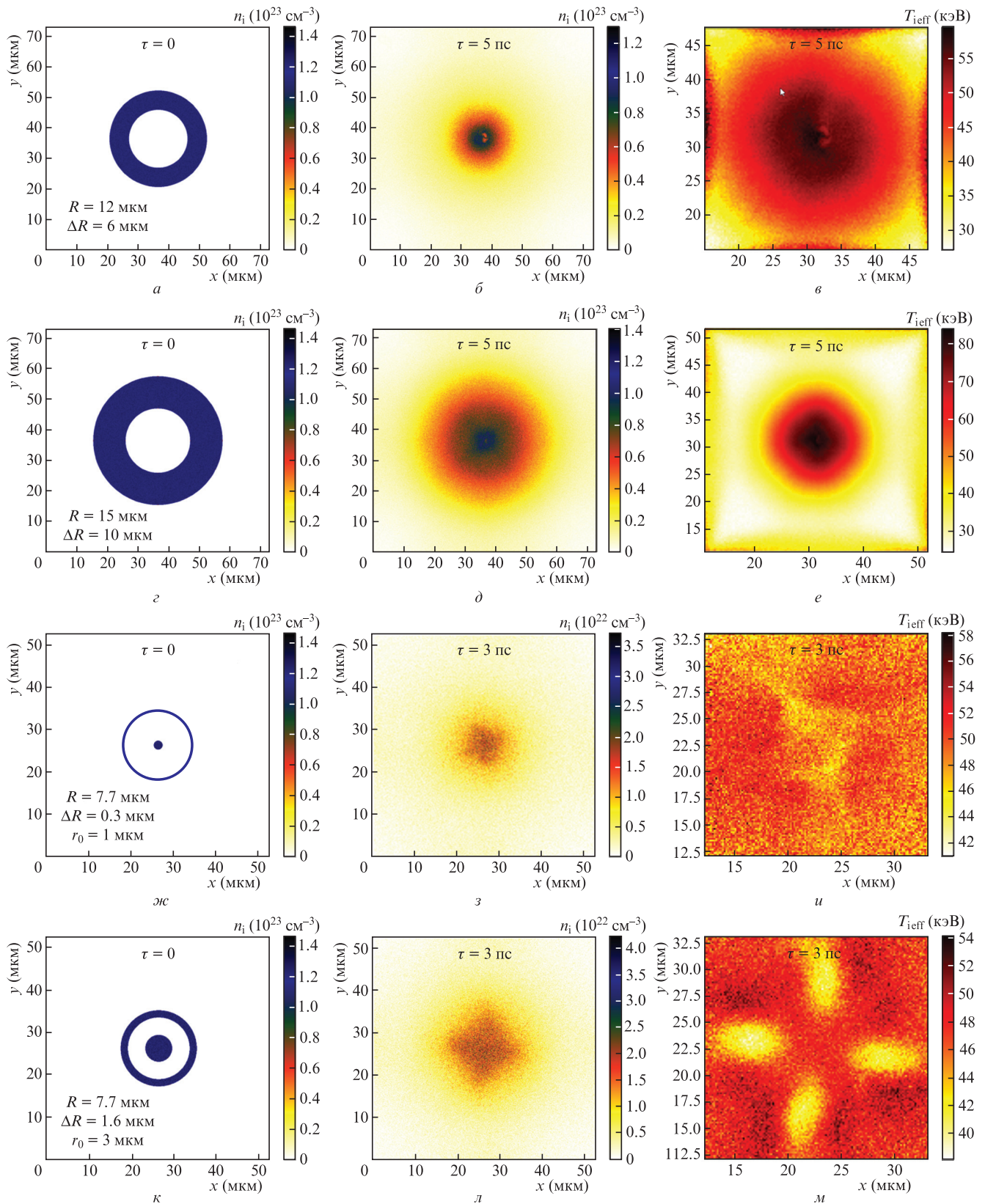


Рис.3. Результаты расчётов, показывающие формирование на поздних временах  $\tau$  плотной области «тёплых» ионов с энергией порядка нескольких десятков кэВ при облучении цилиндрических полых мишеней с толстыми стенками (а–е) и цилиндрических полых мишеней с центральным стержнем различной толщины (жс–м) четырьмя лазерными импульсами длительностью 25 фс и энергией 250 Дж каждый (импульсы распространяются перпендикулярно стенкам вычислительной области к центру мишени).

щается при использовании цилиндрической геометрии. Последняя, согласно приведённым ниже результатам, по-

зволяет использовать четыре синхронизированных пучка установки для получения импlosionи высокой симметрии.

### 3. Моделирование эксперимента

Было проведено двумерное моделирование предложенных схем с помощью численного метода типа «частица в ячейке» с использованием открытого кода SMILEI [10]. В качестве материала мишени был выбран пластик  $\text{CH}_2$  с плотностью  $0.96 \text{ г/см}^3$ . Для облучения мишени типа «улитка» (см. рис.1) использовался один импульс с параметрами, соответствующими установке XCELS (длина волны 910 нм, энергия 250 Дж, длительность 25 фс), сфокусированный в пятно диаметром 10 мкм. Пространственное разрешение в расчётах составляло 10 нм, временное – 0.01 фс, в ячейке было 10 частиц каждого сорта. Для облучения цилиндрических мишеней, изображённых в левых столбцах на рис.2 и 3, использовались четыре синхронных лазерных импульса, распространяющихся со стороны стенок вычислительной области по направлению к центру мишени. Каждый из импульсов соответствовал параметрам установки XCELS и во всех случаях был сфокусирован в пятно диаметром 8 мкм. Пространственное разрешение при этом составляло 5 нм, временное – 0.01 фс, в ячейке было 16 электронов, 4 иона углерода и 8 протонов.

Для определения эффективной температуры в процессе расчётов была предусмотрена запись средних параметров плазмы на огрублённой сетке вычислительной области. Записывались значения компонент импульсов, скоростей и их вторых моментов. Эффективная температура определялась как средняя энергия, вычисленная в системе отсчёта, в которой центр масс рассматриваемых частиц в выбранной огрублённой ячейке покоился. Следует отметить, что использованный метод определения эффективной температуры хорошо работает при достаточно большом числе частиц. В некоторых случаях, например для самых быстрых частиц, статистика позволяет лишь грубо оценить искомую величину (см., напр., рис.2,в).

### 4. Результаты анализа, моделирования

Результаты, иллюстрирующие взаимодействие одного лазерного пучка с вариантом мишени, допускающей формирование сильно замагниченных горячих плазменных образований в своей полости, представлены на рис.1. Принципиальная схема ввода и распространения лазерного импульса показана на рис.1,а. Лазерный импульс при его распространении вдоль поверхности мишени и взаимодействии с электронами поверхности возбуждает мощные токи, направленные в противоположные стороны. «Прямой» ток, соответствующий лазерно-ускоренным электронам, возбуждается непосредственно на поверхности мишени, а «обратный» разрядный ток – в самой мишени вблизи её поверхности. Нагретое лазерным импульсом вещество, таким образом, оказывается в области сильного магнитного поля этих двух токов и при расширении выносит магнитное поле в полость мишени. В результате данного процесса, после окончания действия лазерного импульса, полость мишени оказывается заполненной горячей сильно замагниченной плазмой (рис.1,б и в). Многочисленные расчёты [5, 6, 11] показывают, что при соблюдении условия скользящего распространения релятивистского лазерного импульса в мишенях рассматриваемого типа магнитные поля формируются с энергетической эффективностью порядка нескольких процентов. Распределение магнитного поля существенно

зависит от конкретных параметров взаимодействия, тогда как энергетическая эффективность генерации, т.е. величина энергии, остающейся в магнитном поле после окончания взаимодействия, слабо зависит от деталей взаимодействия. Поскольку в подобных мишенях лазерный импульс оказывается «захваченным» в полости мишени (что обеспечивает практически полное его поглощение), то и интегральная энергетическая эффективность нагрева электронов и ионов в полости мишени весьма слабо зависит от деталей взаимодействия.

Многочисленные теоретические расчёты, подтверждённые недавними экспериментальными исследованиями, показали, что магнитное поле в подобных мишенях может существовать на гидродинамических временах порядка 100 пс и более [12]. Начальная стадия эволюции поля в момент времени 1.4 пс показана на рис.1,в, при этом эффективная температура протонов  $T_{\text{eff}}$  в полости мишени составляет порядка нескольких МэВ. Оценка нейтронного выхода в случае использования дейтерированного пластика даёт значение  $\sim 10^7$  нейтрон/пс при температуре в диапазоне 0.5–1.0 МэВ и концентрации  $\sim 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$  в объёме  $20 \times 50 \times 50$  мкм. Таким образом, в случае, если рассмотренная система действует в течение, по крайней мере, 10–100 пс, выход может составить не менее  $10^8 - 10^9$  нейтронов за выстрел.

Кроме того, в мишенях этого типа особый интерес представляет исследование безнейтронных реакций типа протон–бор. Рассмотренная схема позволяет получить высокоэнергетическую плазму с длительным временем охлаждения. Создание такой замагниченной плазмы с мегаэлектронвольтными энергиями протонов и ядер бора может служить первой стадией инициализации зажигания безнейтронной рВ-реакции, энергия которой выделяется в виде кинетической энергии трёх альфа-частиц с энергией каждой около 2.6 МэВ, которые также оказываются замагниченными в данной системе. Как было показано в работе [5], последующее сжатие мишени за счёт воздействия на её внешнюю поверхность наносекундного тераваттного лазерного импульса может обеспечить горение рВ-плазмы с положительным выходом энергии.

В предлагаемых экспериментах с мишенями второго типа оболочечные цилиндрические или сферические мишени предполагается квазиравномерно облучать с внешней стороны несколькими лазерными импульсами. В соответствии с результатами предварительных расчётов ожидается создание и инерциальное удержание области горячей и плотной плазмы в течение времени от единиц до десятков и даже сотен пс в зависимости от размеров и материала мишеней. В этом случае генерации магнитных полей не ожидается, однако плотность плазменного образования может оказаться существенно выше, достигая и превышая в некоторых случаях исходную твердотельную плотность. Результаты моделирования такой импозивной схемы представлены на рис.2 и 3. Прежде всего, с фундаментальной точки зрения интересно получение и исследование плотного микроразмерного облака горячей плазмы с энергиями ионов порядка сотен кэВ (см. рис.2). Наибольшая эффективная энергия ионов наблюдается для тонких субмикронных оболочек. Рассмотрим в качестве примера взаимодействие четырёх лазерных импульсов с оболочкой толщиной 0.3 мкм (рис.2,а–в). Примерно через 0.4 пс после облучения в центре цилиндрической полости формируется область размером  $\sim 1$  мкм с твердотельной плотностью и эффективной тем-

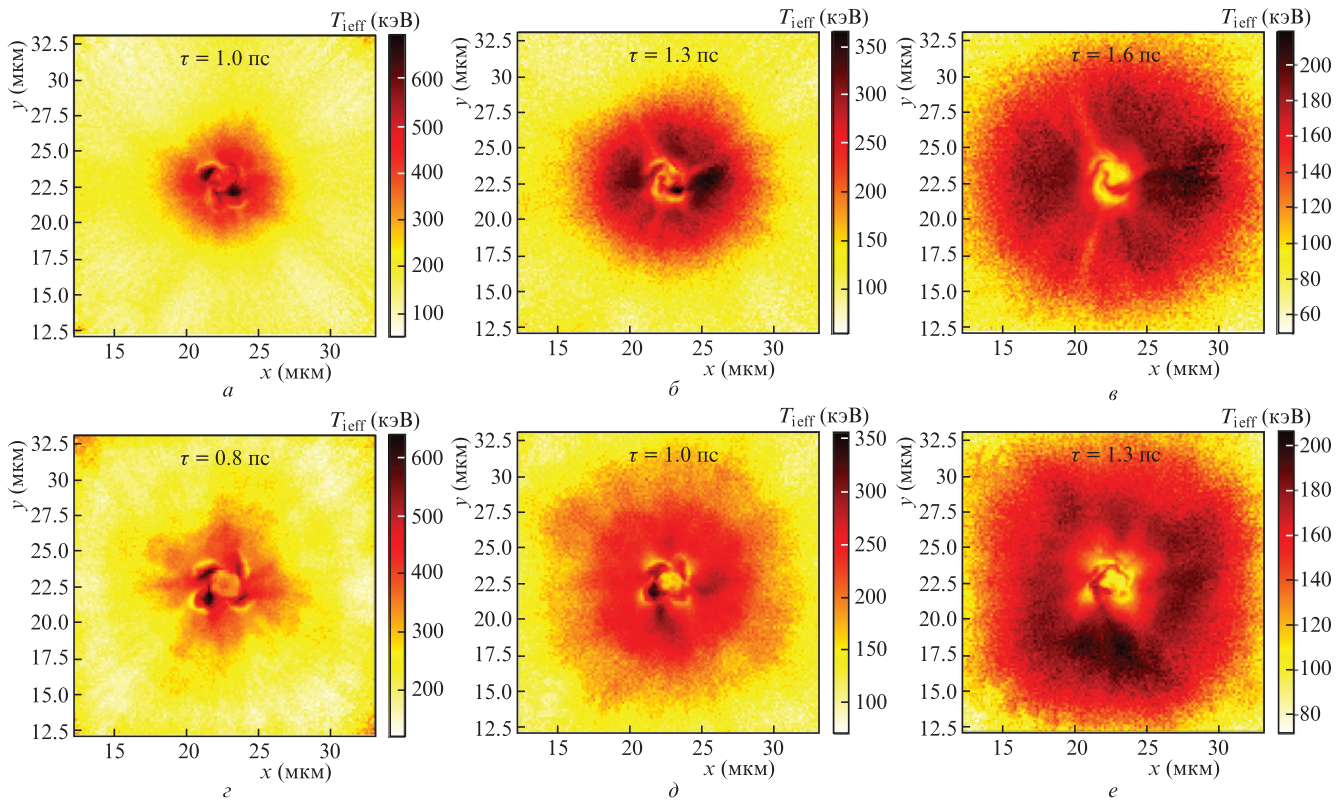


Рис.4. Результаты расчётов, показывающие этапы формирования области «тёплых» ионов с энергией в нескольких сотен кэВ при облучении цилиндрической полой мишени (см. рис.2,*а*), изготовленной из дейтерированного  $\text{CD}_2$  (*а–в*) и обычного пластика  $\text{CH}_2$  (*г–е*), в разные моменты времени.

пературой  $T_{\text{eff}}$  около 1 МэВ, после чего наблюдается быстрый разлёт ионов, обусловленный их малой массой и высокой температурой прогрева вещества мишени.

Рассмотренная в данном примере оболочка субмикронной толщины позволяет заметно увеличить эффективность ускорения ионов за счёт поля разделения зарядов. В работе [13] был обоснован эффект усиления поля разделяющихся зарядов за счёт накопления лазерно-ускоренных быстрых электронов в дебаевском слое на границах тонкой мишени, в которой время осцилляции электрона меньше длительности ускоряющего лазерного импульса. Суть эффекта состоит в том, что одновременное нахождение различных частей ступка быстрых электронов в дебаевском слое приводит со временем к росту концентрации электронов в этом слое, уменьшению его толщины и, как следствие, к увеличению напряжённости поля разделяющихся зарядов по сравнению со случаем толстой мишени. Этот эффект, в частности, объясняет аномально высокую степень трансформации энергии лазерного излучения в энергию быстрых протонов (10%–15%) в экспериментах по воздействию петаваттных лазерных импульсов фемтосекундной длительности на фольги субмикронной толщины [14, 15]. Согласно оценкам для тонких сферических и цилиндрических оболочек с радиусом около 10 мкм и субмикронной толщиной стенки, внешняя поверхность которых облучается релятивистским лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{19}–10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>, эффект усиления электростатического поля за счёт осцилляций лазерно-ускоренных быстрых электронов может обеспечить напряжённость электростатического поля на уровне  $10^{11}–10^{13}$  В/см и поток прото-

нов с энергией 10–100 МэВ, составляющий  $10^{25}–10^{27}$  частиц в секунду.

В случае более толстых оболочек эффективная температура ионов в момент достижения наибольшей степени сжатия оказывается порядка сотен кэВ (рис.2). В целом можно отметить, что с увеличением общей массы мишени эффективная энергия ионов уменьшается. Во всех рассмотренных случаях имплозия происходит с высокой степенью симметрии, несмотря на то что облучение осуществляется всего четырьмя импульсами. Используемые в расчётах параметры обеспечивали отсутствие заметного численного нагрева, так что наблюдаемая симметрия связана, по-видимому, с высокой равномерностью прогрева электронной подсистемы в процессе взаимодействия.

Для приложений, связанных с генерацией вторичных частиц – продуктов ядерных реакций, может оказаться предпочтительнее повысить массу мишени, несмотря на некоторое уменьшение максимально достижимой эффективной температуры. На рис.3 показаны результаты расчётов для мишеней с толстыми оболочками (рис.3,*а–е*) и с внутренним холодным стержнем (рис.3,*ж–м*). Во всех этих случаях эффективная температура ионов оказывается порядка нескольких десятков кэВ, что вполне достаточно для эффективного протекания низкопороговых ядерных реакций, включая реакции между изотопами водорода. Использование центрального холодного стержня может оказаться удобным при исследовании реакций, протекающих между элементами, присутствующими только в оболочке и только в стержне. Кроме того, стержни из различных материалов, прогреваемые до заданной тем-

пературы сходящимся потоком ионов, могут использоваться в исследованиях уравнения состояния «тёплого» плотного вещества.

В качестве примера рассмотрим наиболее массивную из рассмотренных нами мишеней (рис.3,з). Оценка скорости генерации нейтронов для такой мишени даёт  $\sim 1.5 \times 10^{11}$  нейтрон/пс для D – T-реакции и  $\sim 5 \times 10^9$  нейтрон/пс для D – D-реакции при температуре  $\sim 50$  кэВ и концентрации  $\sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup> в объёме  $30 \times 30 \times 30$  мкм. За время разлёта такой мишени  $\sim 5$  пс общий выход DT-нейтронов может достичь  $10^{11} - 10^{12}$ , т.е.  $\sim 10^8 - 10^9$  нейтронов на 1 Дж, что всего лишь на два-три порядка меньше, чем получено в рекордном эксперименте на установке NIF при энергии лазерного импульса около 2 МДж [16].

Для демонстрации обсуждаемого явления в расчётах использовался пластик из CH<sub>2</sub>, однако все выводы остаются в силе при использовании других материалов, в частности дейтерированного пластика с химической формулой CD<sub>2</sub>. Действительно, в процессе имплозии ионов в системе на заключительном этапе их кинетическая энергия преобразуется в тепловую, при этом величина кинетической энергии ионов соответствует потенциалу, созданному горячими электронами при заполнении ими полости оболочки, и слабо зависит от сорта ионов. На рис.4 показаны различные этапы эволюции системы для мишени, представленной на рис.2,з, состоящей из дейтерированного CD<sub>2</sub>-пластика (рис.4,а–в) и обычного CH<sub>2</sub>-пластика (рис.4,з–е). Как следует из результатов расчётов, для обеих мишеней схожие температурные профили достигаются в различные моменты времени, причём у более тяжёлых ионов эти моменты наступают позже. Так, профиль дейтронов в момент времени  $\tau = 1.0$  пс соответствует профилю протонов при  $\tau = 0.8$  пс (см. рис.4,а и з), профиль дейтронов в момент времени  $\tau = 1.3$  пс соответствует профилю протонов при  $\tau = 1.0$  пс (рис.4,б и д), профиль дейтронов в момент времени  $\tau = 1.6$  пс соответствует профилю протонов при  $\tau = 1.3$  пс (рис.4,в и е). Таким образом, приведённые выводы и оценки имеют универсальный характер.

## 5. Требования к эксперименту

Для формирования плазменных образований с высокой температурой и достаточно высокой плотностью требуется обеспечить быстрое вложение большой энергии, что предполагается при использовании лазерных пучков установки XCELS. В ряде случаев для достижения достаточно высоких значений вложенной энергии может потребоваться синхронное применение нескольких лазерных пучков, сфокусированных в одно пятно, с малым углом между осями пучков. В другом случае, при формировании сходящихся потоков горячих ионов, требуется фемтосекундная синхронизация нескольких лазерных пучков, распространяющихся квазисимметрично относительно мишени и сфокусированных на различные части поверхности мишени с точностью, по крайней мере, не хуже нескольких микрометров. При решении этой задачи, в принципе, возможно использование как двумерной (цилиндрической), так и трёхмерной (сферической) схемы, однако цилиндрическая схема обладает преимуществом, связанным с относительной простотой диагностик.

Использование диагностик требует учёта большой плотности энергии в исследуемом объекте и его малых размеров. В частности, возможность применения оптической диагностики типа интерферометрии и полярометрии обусловлена необходимостью исключения регистрации излучения самой плазмы и переизлучённого света основного лазерного импульса, что представляется чрезвычайно сложной проблемой. При использовании протонной радиографии следует учитывать малость размеров исследуемого объекта и предполагаемую высокую интенсивность диагностируемых квазистационарных полей, что накладывает существенные геометрические ограничения.

Необходимо также отметить, что для достижения оптимальных результатов требуется высокая точность изготовления мишеней. В частности, для импловзивных мишеней, предполагающих наличие высокой степени симметрии, даже субмикронные погрешности геометрических размеров могут существенно изменить процесс взаимодействия.

## 6. Заключение

В работе предложены схемы, позволяющие в объёме с линейным размером в несколько единиц–десятков микрометров формировать горячие либо тёплые плазменные образования. Фундаментальный интерес представляют исследования плотного горячего вещества с температурой до нескольких МэВ и плотностью порядка твердотельной, включая исследования уравнения состояния такого вещества и протекания в нём ядерных реакций. Предложенные принципиальные схемы могут быть использованы в контексте решения прикладных задач создания мощного источника нейтральных и заряженных вторичных частиц.

Работа частично поддержана Российским научным фондом (грант №21-11-00102). Авторы выражают благодарность высокопроизводительному вычислительному центру НИЯУ МИФИ за предоставленные ресурсы.

1. Koga J.K. et al. *Phys. Lett. A*, **384**, 126854 (2020).
2. Qiao B., Zhu S., Zheng C.Y., He X.T. *Phys. Plasmas*, **12**, 53104 (2005).
3. Brantov A.V., Korneev P., Bychenkov V.Y. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 1 (2019).
4. Flacco A. et al. *Nat. Phys.*, **11**, 409 (2015).
5. Гуськов С.Ю., Корнеев Ф.А. *Письма в ЖЭТФ*, **104** (1), 3 (2016) [*JETP Lett.*, **104** (1), 1 (2016)].
6. Korneev Ph., D’Humières E., Tikhonchuk V. *Phys. Rev. E*, **91**, 43107 (2015).
7. Бухарский Н.Д., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (4), 289 (2023) [*Quantum Electron.*, **53** (4), 289 (2023)].
8. Murakami M., Arefiev A., Zosa M.A. *Sci. Rep.*, **8**, 1 (2018).
9. Abe Y. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **107** (5–6), 366 (2018) [*JETP Lett.*, **107**, 351 (2018)].
10. Derouillat J., Beck A., Pérez F., et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).
11. Korneev P. *J. Phys. Conf. Ser.*, **788**, 012042 (2017).
12. Ehret M. et al. *Phys. Rev. E*, **106**, 045211 (2022).
13. Gus’kov S.Yu. *Phys. Plasmas*, **27**, 122109 (2020).
14. Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., Ruhl H. *Phys. Plasmas*, **10**, 2009 (2003).
15. Mackinnon A.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 215006 (2002).
16. Kritcher A.L. et al. *Phys. Plasmas*, **28**, 072706 (2021).