

# Достижение давления более 1 Гбар в мишенях твердотельной плотности при торможении лазерно-ускоренных ионов

А.В.Коржиманов, А.Д.Сладков, С.В.Голубев

*Для параметров лазерных импульсов, которые планируется получить на установке XCELS, проанализирована возможность генерации вещества с высокой плотностью энергии при торможении протонов, ускоренных лазерно-плазменным методом, в слое вещества с высоким зарядом – золота. Показано, что в этом случае возможно образование вещества с рекордными значениями давления более 1 Гбар при твердотельной плотности, что соответствует удельному энерговыделению на уровне десятков МДж/г. Особенностью процесса торможения при столь высоком удельном энерговыделении является то, что свойства тормозящего вещества меняются в процессе взаимодействия. Продемонстрировано, что кратность ионизации ионов золота достигает 40–50, а температура образующейся в результате плазмы – 1 кэВ. Это приводит к снижению тормозящих способностей вещества и к модификации кривой удельного энерговыделения.*

**Ключевые слова:** лазерно-плазменное ускорение ионов, ионизационные потери, высокие плотности энергии.

## 1. Введение

Одним из наиболее актуальных направлений исследований в современной физике является изучение вещества в состоянии с высокой плотностью энергии. Формально высокой плотностью энергии называют величину, превышающую  $10^{11}$  Дж/м<sup>3</sup>, что соответствует давлениям свыше 1 Мбар [1].

Понимание того, как вещество ведёт себя при сверхвысоких давлениях, имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. С одной стороны, взаимодействие релятивистских, квантовых и плазменных эффектов приводит к возникновению необычной и сложной динамики. С другой стороны, высокие плотности энергии достигаются в недрах планет и звёзд, а также при управляемом термоядерном синтезе. Таким образом, знание законов, которым подчиняется вещество при сверхвысоких давлениях, является востребованным в астрофизике и при проведении работ в области инерциального термоядерного синтеза.

На данный момент существует целый ряд лабораторных способов создания вещества с высокой плотностью энергии. Все они обладают теми или иными преимуществами и недостатками, а также диапазоном достижимых значений температуры вещества и его плотности. Для наиболее всестороннего изучения всех возможных свойств вещества желательным иметь возможность создавать вещество с произвольными температурой и плот-

ностью, однако это нельзя сделать каким-то одним методом, поэтому исследования в области физики высоких плотностей энергии носят комплексный характер и задействуют экспериментальные возможности многих научных групп.

Одним из наиболее универсальных методов создания сверхвысоких давлений является использование для нагрева глубоко проникающих в вещество пучков энергетических ионов [2]. Характерная длина торможения тяжёлого иона с энергией около 1 ГэВ/нуклон в веществе составляет десятки и сотни сантиметров в зависимости от типа вещества. При этом энерговыделение, связанное в основном с процессом ионизации вещества, происходит относительно равномерно вдоль всей длины торможения за исключением последних миллиметров, где наблюдается так называемый брэгговский пик. Современные ускорители тяжёлых ионов способны создавать пучки с необходимой мощностью (около 1 ГВт), малой длительностью (порядка сотен наносекунд) и диаметром около 1 мм. Таким образом, при использовании тонких мишеней (толщиной около 1 см) возможно создание макроскопических объёмов практически равномерно прогретого вещества, не успевающего за время нагрева испытать заметное гидродинамическое расширение. Данная ситуация является идеальной для проведения измерений.

Однако современные источники тяжёлых ионов неспособны создать вещество с температурой более нескольких сотен тысяч кельвинов (десятков электронвольт). Например, на строящемся сейчас в Германии ускорителе тяжёлых ионов FAIR планируется достичь рекордного удельного энерговыделения на уровне 200–300 кДж/г при использовании в качестве мишени свинца, золота или вольфрама, что соответствует давлениям 40–60 Мбар и температурам до  $(5–7) \times 10^6$  К (400–600 эВ) [3].

Альтернативой традиционным ускорителям могут служить источники, основанные на лазерном ускорении ионов [4]. В настоящей статье мы хотим показать, что на планирующейся к постройке лазерной установке XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) можно будет

**А.В.Коржиманов.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: artem.korzhimanov@ipfran.ru

**А.Д.Сладков, С.В.Голубев.** Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

создавать вещество с параметрами, недостижимыми для традиционных ускорителей, – давлением 1 Гбар при твердотельной плотности вещества. Более того, такие условия с трудом достижимы и другими существующими методами. Реальной альтернативой может быть применение только рентгеновских лазеров на свободных электронах, работающих в жестком рентгеновском диапазоне [5–7]. Близкие параметры были также достигнуты при облучении мощными лазерными импульсами с высоким временным контрастом плоских [8, 9] и наноструктурированных [10–12] мишеней, однако в первом случае до нескольких килоэлектронвольт был нагрет только субмикронный слой твердотельной плотности, а во втором случае средняя плотность используемой мишени хотя и сравнима с твердотельной, но всё же обязательно должна быть ниже её.

## 2. Постановка (схема) эксперимента

Для получения вещества с высокой плотностью энергии нами предлагается тормозить в веществе с высоким зарядом ядра, например в вольфраме, золоте, платине или свинце, ионы, ускоренные сверхинтенсивным лазерным импульсом. Проведём грубые оценки параметров такого ионного источника, достижимые на установке XCELS. Рассмотрим лазерный импульс с энергией 400 Дж. Эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов в известных схемах составляет около 1%–10% [13], а теоретически рассчитанная энергия ионов – около 10–100 МэВ/нуклон. Поперечный размер ионного пучка при этом обычно равен 10–100 мкм. Также было показано, что возможно ускорение не только протонных пучков, которые чаще всего анализируются в подобных экспериментах, но и среднетяжёлых ионов, например железа или меди [14, 15].

Таким образом, характерный пучок ионов будет иметь примерно  $0.01 \times 400 \text{ Дж}/10 \text{ МэВ} \approx 2.5 \times 10^{12}$  частиц и интегральную по длине плотность потока энергии  $0.01 \times 400 \text{ Дж}/(20 \text{ мкм})^2 \approx 10^6 \text{ Дж}/\text{см}^2$ . Характерная длина торможения в веществе с высоким зарядом ядер будет составлять около 100 мкм, а плотность энерговыделения –  $10^6 \text{ Дж}/\text{см}^2/10^{-2} \text{ см} = 10^8 \text{ Дж}/\text{см}^3$ . Это соответствует давлению  $10^{14} \text{ Па} = 1 \text{ Гбар}$  или в случае золота – удельному энерговыделению  $10^8 \text{ Дж}/\text{см}^3/19.8 \text{ г}/\text{см}^3 \approx 5 \text{ МДж}/\text{г}$ , что в десятки раз больше, чем планируется достичь на ускорителе тяжёлых ионов FAIR [3].

Поскольку длительность ионного пучка  $\tau_i$ , генерируемого лазерным импульсом, составляет, как правило, примерно несколько пикосекунд, то при линейных размерах нагреваемого объёма  $L \approx 100 \text{ мкм}$  нагрев можно считать изохорическим: скорость звука в нагретой области  $v_s \approx 10^5 \text{ м}/\text{с} = 0.1 \text{ мкм}/\text{пс}$ , и условие  $v_s \tau_i < L$  можно считать заведомо выполненным. Следовательно, плотность нагреваемого вещества не изменяется, оставаясь твердотельной, а температура может достигать миллионов кельвинов (сотен электронвольт).

Отметим, что при рассмотрении задачи о торможении ионных пучков, плотность потока энергии в которых составляет 1 МДж/см<sup>2</sup>, следует учитывать, что удельное энерговыделение достигает величин более 1 кэВ/атом. Таким образом, тормозящая среда превращается в плотную горячую плазму с концентрацией электронов выше  $10^{23} \text{ см}^{-3}$  и температурой электронов выше 100 эВ.

Как известно, ионизация вещества приводит к увеличению его тормозящей способности из-за того, что значительно уменьшается минимально возможный передаваемый при столкновении налетающего иона с электронном импульс, и таким образом увеличивается роль дальних столкновений [16]. С другой стороны, с увеличением температуры плазмы тормозящая способность вещества снижается, поскольку уменьшается сечение ионно-электронных столкновений. Эти два эффекта должны учитываться при рассмотрении процесса торможения ионов в горячей плазме.

Особенностью ионных пучков с плотностью потока энергии около 1 МДж/см<sup>2</sup> является то, что свойства среды изменяются в процессе их распространения в ней. Первые ионы движутся в ещё холодном веществе, ионизуют и нагревают его, так что последующие ионы уже распространяются в частично ионизованном и нагретом веществе. Таким образом, необходим самосогласованный учёт этих изменений. Как отмечалось в недавних работах, это, вообще говоря, фундаментально новая задача, требующая более детального анализа [17, 18]. Кроме того, при определённых параметрах возможно развитие пучково-плазменных неустойчивостей, приводящих к возбуждению плазменных волн, филаментации пучка и, как следствие, к дополнительному нелинейному поглощению энергии ионов веществом [19–22].

Отметим также, что вклад в энерговыделение будут вносить и электроны, вырванные лазерным импульсом из мишени вместе с ионами. Однако этот вклад ожидается относительно малым. В используемой в большинстве случаев схеме лазерно-плазменного ускорения ионов TNSA [4] ионы и электроны имеют энергии одного порядка. При этом при энергиях около 10–100 МэВ, которые планируется получить в экспериментах на установке XCELS, ионы являются нерелятивистскими, в то время как электроны движутся с ультрарелятивистскими скоростями. Это приводит к значительно меньшему сечению ионизации для электронов и на порядок более низкому энерговыделению для них даже с учётом того, что при энергии около 100 МэВ радиационные потери электронов становятся сравнимыми с ионизационными потерями протонов той же энергии. Таким образом, в рамках нашей работы учёт вклада электронов не проводился.

## 3. Моделирование эксперимента

Мы будем использовать простой подход к описанию процесса торможения ионов с высокой плотностью потока энергии, основанный на схеме, рассмотренной в работе [23]. Подход базируется на идее разделения всех электронов среды на две фракции: условно связанные и условно свободные. Каждая из этих фракций описывается своими уравнениями, а баланс между ними определяется из закона сохранения энергии. Движением тормозящей среды и возбуждаемыми в ней токами при этом будем пренебрегать.

Влияние связанных электронов на торможение ионов будем описывать уравнением, полученным в рамках теории Бора–Бёте–Блоха:

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{bound}} = KN_a(Z_2 - Z_{\text{eff}})f_{\text{bound}},$$

где

$$K = \frac{4\pi(Z_1 e)^2}{m_e c^2};$$

$$f_{\text{bound}} = \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_e c^2}{\langle I \rangle} + \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} \right);$$

$(dE/ds)_{\text{bound}}$  – потери энергии иона  $E$  на единице пути  $ds$ , обусловленные взаимодействием со связанными электронами;  $N_a$  – концентрация атомов тормозящего вещества;  $Z_2$  – зарядовое число тормозящих атомов;  $Z_{\text{eff}}$  – эффективная кратность ионизации атомов вещества (может быть дробной, что позволяет частично учесть эффект возбуждения электронов);  $Z_1$  – заряд налетающего иона;  $e$ ,  $m_e$  и  $c$  – элементарный заряд, масса электрона и скорость света соответственно;  $\beta = v/c$ ;  $v$  – скорость налетающего иона;  $\langle I \rangle$  – эффективный средний потенциал ионизации;  $C \approx 0.5$  – константа, учитывающая поправки, связанные с влиянием электронных оболочек.

Эффективный потенциал ионизации для целых значений  $Z_{\text{eff}}$  будем брать из табличных данных, а для дробных  $Z_{\text{eff}}$  будем получать его методом линейной интерполяции. В общем случае следует также учитывать процессы перезарядки налетающих ионов и вводить эффективную кратность их ионизации, однако в настоящей работе мы ограничимся рассмотрением пучков протонов и пренебрежём вероятностью захвата ими электрона, что оправданно высокой скоростью движения протонов.

Влияние свободных электронов на торможение ионов будем описывать уравнением, полученным в рамках теории парных соударений с учётом потерь на возбуждение плазменных волн и влияния на торможение температурных эффектов в виде поправки Чандрасекара [24]:

$$\left( \frac{dE}{ds} \right)_{\text{free}} = KN_a Z_{\text{eff}} f_{\text{free}},$$

где

$$f_{\text{free}} = \frac{1}{\beta^2} G \left( \frac{m_e c^2 \beta^2}{2T_e} \right) \ln \frac{m_e c^3 Z_1 \beta}{e^2 \omega_p u^2};$$

$$G(x) = \text{erf}(\sqrt{x}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x} \exp(-x);$$

$(dE/ds)_{\text{free}}$  – потери энергии иона на единице пути, связанные с взаимодействием со свободными электронами;  $G(x)$  – функция Чандрасекара;  $T_e$  – температура электронов;  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 Z_{\text{eff}} N_a / m_e$  – квадрат электронной плазменной частоты;  $u$  – средняя скорость относительного движения сталкивающихся иона и электрона. Для горячей плазмы эта скорость может быть приблизительно вычислена из следующего соотношения, полученного усреднением по максвелловскому распределению:

$$u^2 = \frac{2T_e}{m_e c^2} - \beta^2.$$

При определении состояния среды, т.е. кратности ионизации её атомов и температуры свободных электронов, существуют два крайних случая. Если время пролёта ионного пучка  $\tau_i$  меньше характерных времён рекомбинации и электрон-ионных столкновений, то можно считать, что

величины  $Z_{\text{eff}}$  и  $T_e$  определяются только столкновениями с налетающими ионами. В этом случае для их определения достаточно учесть закон сохранения энергии – количество энергии, потерянной ионами пучка, распределяется равномерно между степенями свободы среды, т.е. переходит в тепловое движение свободных электронов и потенциальную энергию ионов.

Если же  $\tau_i$  значительно превышает время установления термодинамического равновесия между ионами и электронами, но всё ещё меньше времени гидродинамического разлёта образующейся плазмы, то величины  $Z_{\text{eff}}$  и  $T_e$  можно считать соответствующими термодинамическому равновесию. В этом случае они определяются локальной плотностью внутренней энергии и могут быть получены на основе, например, табличных данных.

Для пикосекундных ионных пучков их длительность можно считать заведомо меньшей характерных времён релаксации вещества, которые составляют, как правило, наносекунды. Таким образом, в наших расчётах мы определяли  $Z_{\text{eff}}$  и  $T_e$  из закона сохранения энергии: предполагалось, что вся энергия ионов, потерянная при взаимодействии со связанными электронами, шла на приращение  $Z_{\text{eff}}$ , а вся энергия, потерянная при взаимодействии со свободными электронами, переходила в их тепловую энергию.

Для оценки параметров ионного пучка, достижимых на установке XCELS, было проведено двумерное полностью электромагнитное численное моделирование методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) с использованием программного комплекса PICADOR [25]. Параметры лазерного импульса в моделировании были выбраны близкими к планируемым для установки XCELS. Энергия импульса составляла 400 Дж, длина волны – 910 нм, а длительность импульса варьировалась. Диаметр пятна фокусировки полагался равным 4 мкм по уровню половины интенсивности.

Моделирование проводилось в области размером  $560 \times 280$  мкм на сетке размером  $8000 \times 4000$ . Шаг по времени составлял 0.017 фс, а полное время моделирования выбиралось равным трём длительностям импульса по уровню половины интенсивности.

Плазма в начальный момент времени представляла собой однородный плоский слой толщиной 2 мкм. Число частиц в ячейке в начальный момент времени равнялось 200. Левая граница плазмы находилась на расстоянии 40 мкм от левой границы расчётной области. Плазма предполагалась состоящей из полностью ионизованных ионов алюминия и имела плотность, соответствующую плотности металлического алюминия. Таким образом, концентрация электронов в начальный момент составляла  $7.8 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . На правой границе плазмы располагался слой водородной плазмы толщиной 70 нм. Наличие такого слоя типично для экспериментов и связано с естественным загрязнением мишени. Протоны, являясь наиболее лёгкими ионами, ускоряются эффективнее, поэтому в работе анализируется только пучок ускоренных протонов.

Лазерный импульс генерировался на левой границе расчётной области и падал по нормали к поверхности мишени. Он имел гауссову форму по обеим координатам. Максимум импульса входил в расчётную область в момент времени, равный длительности импульса по уровню  $1/e^2$  по интенсивности. Плоскость фокусировки лазерного импульса располагалась на левой границе плазмы.

## 4. Результаты анализа и моделирования

Ускорение ионов при выбранных параметрах происходит в режиме TNSA [4]. При этом формируется ламинарный поток ионов, имеющих квазипланарный энергетический спектр. Известно, что максимальная энергия ионов в сформированном пучке практически линейно растёт с ростом амплитуды лазерного импульса, однако полное число ускоренных ионов зависит также и от длительности импульса. Таким образом, энергетическая эффективность ускорения может сложным образом зависеть от длительности импульса при его фиксированной энергии: для более коротких импульсов получается меньше ионов, но с большей энергией, а для более длинных – наоборот, больше ионов, но с меньшей энергией. В связи с этим в рамках настоящей работы была исследована зависимость параметров ионного пучка и генерируемого им вещества с высокой плотностью энергии от длительности импульса первоначального лазерного импульса.

На рис.1 представлены спектры ускоренных протонов, полученные в конце расчётов для нескольких длительностей импульса. Видно, что, как и предсказывают аналитические оценки, энергия отсечки протонов снижается с увеличением длительности импульса. Однако общее число ускоренных протонов зависит от длительности немонотонно.

На рис.2 приведены распределения удельного энерговыделения для полученных в PIC-моделировании ионных пучков при их торможении в мишени из золота твердотельной плотности. Для простоты предполагалось, что распространение ионов является квазиодномерным вдоль оси  $x$  и диаметр пучка не меняется со временем и равен 20 мкм в соответствии с результатами PIC-моделирования (на рис.2 не показаны). Видно, что энерговыделение зависит от длительности лазерного импульса и максимально для максимальной исследованной длительности, равной 1000 фс. Однако при этом различие между случаями с разной длительностью импульса не слишком велико и удельное энерговыделение во всех случаях достигает величины порядка десятков МДж/г, что для золота соответствует давлению в сотни терапаскалей или единиц гигабар и плотности энергии на уровне сотен МДж/см<sup>3</sup>.

Отметим, что свойства тормозящей среды при этом существенно меняются. Кратность ионизации золота до-

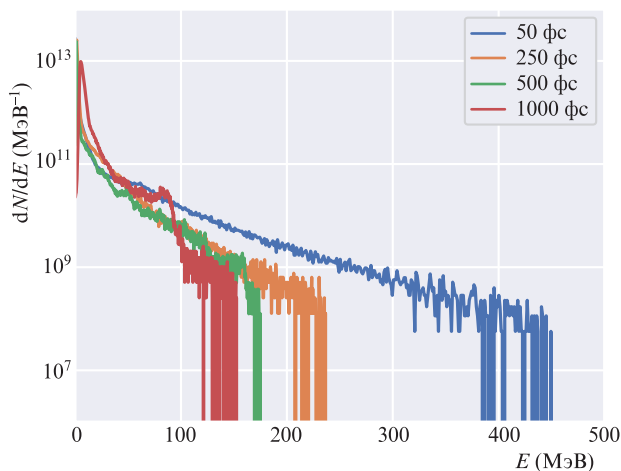


Рис.1. Спектры протонов, полученные в результате двумерного численного моделирования в конце расчётов для лазерных импульсов различной длительности ( $N$  – число протонов).

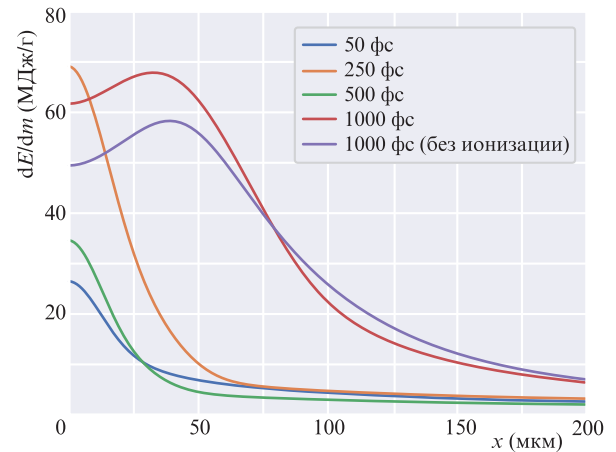


Рис.2. Распределения удельного энерговыделения, полученные в результате численного моделирования процесса торможения ионных пучков в золотой мишени ( $m$  – масса вещества). Параметры ионных пучков найдены из численного PIC-моделирования для различных длительностей импульса. Приведён также пример для длительности импульса 1000 фс без учёта изменения свойств тормозящего вещества (ионизации и нагрева образующихся электронов).

стигает 40–50, а температура электронов – 1 кэВ. Это приводит к значительному изменению тормозящих свойств вещества, и для примера на рис.2 приведён результат расчёта энерговыделения от ионного пучка, генерируемого импульсом длительностью 1000 фс, в холодной мишени из золота без учёта изменения его свойств. Видно, что в данном случае энерговыделение на начальном этапе заметно ниже, ионы в итоге пролетают дальше и на расстояниях свыше 80 мкм энерговыделение в «холодном» случае больше.

## 5. Требования к эксперименту

Для проведения эксперимента требуется облучение растянутым до длительности в сотни фемтосекунд лазерным импульсом тонкой фольги с целью генерации потока увеличенного числа относительно низкоэнергетических ионов. Затем этот пучок ионов должен тормозиться в слое вещества с высоким зарядом ядра – вольфраме, золоте, платине и т.д. Характерная толщина тормозящего слоя составляет примерно 100 мкм.

Для характеристики тормозящих свойств вещества следует применять ионный спектрометр, например на основе метода парабол Томсона или стека радиохромных плёнок. При этом необходимо сравнивать спектры ионов до и после прохождения через вещество различной толщины. Для того чтобы показать, что тормозящие свойства вещества нелинейным образом зависят от плотности потока энергии ионного пучка, можно использовать композитные мишени, в которых одна половина пучка закрывается пластинкой тормозящего вещества, расположенной близко к источнику, а другая половина – такой же пластинкой, расположенной далеко от источника. Из-за конечной расходимости ионного пучка его плотность потока снижается с удалением от источника, и условия взаимодействия для пластинок будут различными. В данном случае возможно прямое сравнение спектров ионов после прохождения через пластинки в предположении, что для разных половин пучка спектр изначально приблизительно одинаковый.

Из-за расходимости ионного пучка и необходимости проведения эксперимента с плотным пучком существуют ограничения на минимальное расстояние между источником ионов и тормозящей пластинкой. При изначальном диаметре пучка около 20 мкм и угле расходимости около 0.1 рад пучок будет ослаблен в четыре раза на расстоянии примерно 200 мкм. Таким образом, тормозящая пластинка должна быть установлена на расстоянии не более нескольких сотен микрометров от источника ионов.

Для анализа состояния тормозящего вещества после прохождения через него ионного пучка можно применять рентгеновскую спектрометрию, которая даст информацию о температуре электронов и плотности образовавшейся плазмы. Структуру плазмы можно диагностировать радиографическими методами. При этом из-за высокой плотности вещества наиболее подходящей является нейтронография. Необходимые для неё нейтроны могут быть получены лазерно-плазменными методами [26–28] с использованием ещё одного лазерного импульса установки XCELS.

## 6. Заключение

В работе проанализирована возможность генерации вещества с высокой плотностью энергии при торможении плотного пучка высокоэнергетичных ионов, получаемых методом лазерно-плазменного ускорения на установке XCELS. Показано, что в этом случае достижимо удельное энерговыделение в мишени из золота на уровне десятков МДж/г, что соответствует давлению в сотни терапаскалей или единиц гигабар и плотности энергии на уровне сотен МДж/см<sup>3</sup>. Это значительно превосходит возможности современных ускорителей тяжёлых ионов, построенных по традиционным радиочастотным технологиям.

При столь высоком удельном энерговыделении наблюдается многократная ионизация атомов вещества и разогрев образовавшейся электронной плазмы до сотен электронвольт. В результате тормозящие свойства вещества меняются в процессе взаимодействия, что представляет собой новую, ранее практически не исследованную задачу.

Отметим также, что сравнимого удельного энерговыделения можно, по всей видимости, достичь, применяя электронные пучки и, возможно, гамма-излучение, генерируемые при взаимодействии лазерных импульсов си-

стемы XCELS с мишенями. Для изучения этих возможностей и сравнения их с возможностями метода, основанного на ионных пучках, требуется проведение дополнительных исследований.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках проекта по созданию Научного центра мирового уровня «Фотоника» (договор № 075-15-2020-906). Численное моделирование проводилось с использованием ресурсов, предоставленных Межведомственным суперкомпьютерным центром РАН.

1. Drake R.P. *High-Energy-Density Physics* (Cham: Springer, 2018).
2. Фортвов В.Е., Хоффманн Д., Шарков Б.Ю. *УФН*, **178**, 113 (2008) [*Phys. Usp.*, **51**, 109 (2008)].
3. Tahir N.A. et al. *Phys. Scr. T*, **132**, 014023 (2008).
4. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 751 (2013).
5. Lee R.W. et al. *Laser Part Beams*, **20**, 527 (2002).
6. Vinko S.M. et al. *Nature*, **482**, 59 (2012).
7. Lévy A. et al. *Phys. Plasmas*, **22**, 030703 (2015).
8. Rosmej O.N. et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 083103 (2018).
9. Soloviev A. et al. *Sci. Rep.*, **7**, 12144 (2017).
10. Purvis M.A. et al. *Nat. Photonics*, **7**, 796 (2013).
11. Bargsten C. et al. *Sci. Adv.*, **3**, 1 (2017).
12. Jiang K., Pukhov A., Zhou C.T. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63**, 015014 (2021).
13. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
14. Korzhimanov A.V., Efimenko E.S., Golubev S.V., Kim A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 245008 (2012).
15. Коржиманов А.В., Ефименко Е.С., Ким А.В., Голубев С.В. *Квантовая электроника*, **43**, 217 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 217 (2013)].
16. Deutsch C. et al. *Open Plasma Phys. J.*, **3**, 88 (2010).
17. Kim J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 054801 (2015).
18. Gus'kov S.Y., Solyanikova M.S., Korneev P.A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 045006 (2019).
19. Kim J. et al. *Phys. Plasmas*, **23**, 043104 (2016).
20. Kim J. et al. *Sci. Rep.*, **8**, 17538 (2018).
21. Mima K. et al. *Matter Radiat. Extremes*, **3**, 127 (2018).
22. Chen B.Z., Wu D., Ren J.R., Hoffmann D.H.H., Zhao Y.T. *Phys. Rev. E*, **101**, 051203 (2020).
23. Mehlhorn T.A. *J. Appl. Phys.*, **52**, 6522 (1981).
24. Джексон Дж.Д. *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965) [Jackson J.D. *Classical Electrodynamics* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1962)].
25. Surmin I.A. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
26. Pomerantz I. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 184801 (2014).
27. Roth M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 044802 (2013).
28. Brenner C.M. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 014039 (2016).