

# Ускорение ионов силой радиационного давления при взаимодействии экстремально интенсивного импульса циркулярно поляризованного лазерного излучения с твердотельной мишенью

А.С.Самсонов, И.Ю.Костюков

*Рассматривается возможность эффективного ускорения ионов за счёт силы светового давления экстремально интенсивного импульса циркулярно поляризованного лазерного излучения. С помощью полноразмерного трёхмерного моделирования методом частиц-в-ячейках найдены параметры мишени, такие как толщина и концентрация, и степень фокусировки лазерного излучения, оптимальные с точки зрения эффективности конверсии энергии излучения в энергию ионов, максимальной энергии и заряда ионов. Показано, что при параметрах лазерного излучения, ожидаемых на установке XCELS, возможно получение пучка ионов с энергией до 1.7 ГэВ/нуклон с эффективностью конверсии, достигающей 40%, и зарядом ионов с энергией свыше 500 МэВ/нуклон более 50 нКл.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение ионов, радиационное давление, моделирование методом частиц-в-ячейках.

## 1. Введение

Ускорение ионов за счёт силы радиационного давления лазерного излучения является крайне перспективным приложением экстремально мощных лазерных импульсов вследствие нескольких причин. Во-первых, лазерные ускорители намного более компактны по сравнению с классическими ускорителями, такими как, например, SLAC, HLC. Во-вторых, теоретическое и численное исследование ускорения ионов силой радиационного давления указывает на очень высокую эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию ионов в этом режиме [1]. В-третьих, пучки ионов, ускоренных таким образом, обладают высоким качеством, т.е. имеют малые разбросы по энергии и углу, малые длительность и поперечный размер [2–4]. Такие характеристики крайне важны для множества приложений ускоренных ионов – от радиографии до протонной терапии онкологических заболеваний. Ускорение радиационным давлением происходит следующим образом: слой закрывающей плазмы освещается интенсивным лазерным импульсом; лёгкие электроны быстро разгоняются электрическим полем до ультрарелятивистских энергий и за счёт магнитной части силы Лоренца начинают двигаться вдоль направления распространения лазерного импульса. Внутри мишени формируется продольное поле разделения зарядов с амплитудой порядка амплитуды лазерного поля. Такое квазистационарное поле ускоряет ионы мишени и тормозит электроны, постепенно делая их продольные скорости равными. В зависимости от толщины мишени принято выделять две разновидности ускорения ионов силой радиационного давления. В режиме «светового паруса»

(lightsail) толщина мишени меньше или порядка глубины скин-слоя [5]. В таком случае все частицы мишени, находящиеся в фокусе лазерного излучения, ускоряются одновременно, что приводит к достаточно узкому спектру ускоренных ионов. В режиме «лазерного бурения» (hole-boring) толщина мишени существенно превышает глубину скин-слоя. В таком случае лазерный импульс ускоряет разные части мишени в разные моменты времени. Поскольку лазерный импульс затухает внутри мишени, частицы, находящиеся глубоко в ней, ускоряются менее интенсивным полем, что в частности приводит к заметному уширению конечного спектра ионов [6–7].

К настоящему моменту в большей части экспериментов по лазерному ускорению ионов режим ускорения световым давлением не был достигнут в связи с высокими требованиями к интенсивности лазерного излучения. Использование установки XCELS позволит впервые продемонстрировать данный режим ускорения в эксперименте.

В настоящей работе рассматривается схема эксперимента, в которой циркулярно поляризованный лазерный импульс падает по нормали на плоскую мишень с концентрацией электронов, характерной для твёрдых веществ. Исследуются зависимости эффективности конверсии энергии лазерного излучения в энергию ионов, энергии отсечки в конечном спектре ионов и заряда ускоренных ионов от таких параметров мишени, как толщина и концентрация электронов, а также от степени фокусировки лазерного импульса. Ускорение ионов силой светового давления исследуется с помощью численного моделирования методом частиц-в-ячейках (particle-in-cell, PIC) [8].

## 2. Моделирование эксперимента

Для исследования ускорения ионов было проведено трёхмерное численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с твердотельной мишенью методом частиц-в-ячейках с помощью программного комплекса QUILL [9]. Параметры импульса соответствовали возможностям мультипетаваттной лазерной установки

А.С.Самсонов, И.Ю.Костюков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;  
e-mail: asams@ipfran.ru, kost@ipfran.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

XCELS. Длина волны лазерного излучения  $\lambda_{\text{las}}$  равнялась 910 нм. Лазерное излучение представляло собой циркулярно поляризованный гауссов пучок, распространяющийся вдоль оси  $x$ , сфокусированный в пятно диаметром  $\sigma$ , с временной огибающей в виде  $\cos^2(\pi t/\tau)$ , где  $\tau = 25$  фс – полная длительность импульса. Энергия лазерного импульса составляла 700 Дж. Он взаимодействовал с одно-родной мишенью толщиной  $l$  с концентрацией электронов  $n_e$ . В моделировании мишень задавалась полностью ионизованной с отношением массы иона к его заряду, вдвое большим такого отношения для протона. В каждой ячейке инициализировались один электрон и один ион. Размер области моделирования составлял  $20\lambda_{\text{las}} \times 16\lambda_{\text{las}} \times 16\lambda_{\text{las}}$  с пространственными шагами  $0.025\lambda_{\text{las}}$  в продольном направлении  $x$  и  $0.2\lambda_{\text{las}}$  – в поперечных направлениях  $y$  и  $z$ . В моделировании использовалась схема NDFX (numerical-dispersion-free in the  $x$ -direction) [10] и пушер Вэя [11]. Поскольку интенсивность лазерного излучения может быть очень высока, в моделировании также учитывалось с помощью метода Монте-Карло излучение жёстких фотонов электронами в результате нелинейного комптоновского рассеяния [12].

### 3. Результаты моделирования

Для нахождения параметров лазерного импульса и мишени, оптимальных с точки зрения эффективности конверсии энергии и максимальной энергии ионов, была проведена серия численных моделирований с различными значениями параметров  $\sigma$ ,  $n_e$ ,  $l$ . Во-первых, была определена оптимальная фокусировка излучения. Результаты моделирования показывают, что фокусировка в пятно диаметром  $6-10\lambda_{\text{las}}$  является оптимальной. Здесь и далее диаметр определяется по уровню интенсивности  $1/e^2$  относительно значения в максимуме. Наличие оптимума обосновывается тем, что при более острой фокусировке темп ускорения частиц увеличивается, однако продолжительность ускорения уменьшается в соответствии с рэлеевской длиной, а при фокусировке в достаточно широкое пятно, интенсивность излучения становится недостаточной для ускорения световым давлением.

Далее будут проанализированы результаты моделирований, в которых диаметр пятна фокусировки составлял  $8\lambda_{\text{las}}$ . В этом случае безразмерная амплитуда электрического поля  $a_0 = eE_m/(mc\omega_{\text{las}})$  ( $E_m$  – напряжённость электрического поля в фокусе,  $e$  и  $m$  – модуль заряда и масса электрона соответственно,  $\omega_{\text{las}} = 2\pi c/\lambda_{\text{las}}$ ,  $c$  – скорость све-

та), достигает значения  $\sim 320$ , что соответствует интенсивности излучения  $I \sim 1.7 \times 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>. На рис.1 представлены карты зависимостей параметров ускоренных ионов от концентрации электронов и толщины мишени. Из рисунка следует, что существуют параметры мишени, оптимальные с точки зрения эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов, энергии отсечки и заряда ионов. В режиме «светового паруса» оптимальные параметры мишени можно оценить из равенства магнитной части силы Лоренца и силы со стороны поля разделения зарядов. Аналитически это условие можно выразить в следующем виде:

$$a_0 = kn_e l / (n_{\text{cr}} \lambda), \quad (1)$$

где  $k$  – числовой коэффициент порядка единицы;  $n_{\text{cr}} = \pi m c^2 / (\lambda_{\text{las}}^2 e^2)$  – критическая концентрация, равная  $1.35 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> при  $\lambda_{\text{las}} = 910$  нм. Из рис.1,б,в (штриховые линии) видно, что данное соотношение оптимально с точки зрения энергии отсечки и заряда ионов в режиме «светового паруса». Для менее плотных мишеней оптимальная толщина существенно превышает глубину скин-слоя, поэтому ускорение происходит в режиме «лазерного бурения». В этом режиме оптимальная толщина мишени в основном определяется характерным временем затухания лазерного импульса в плазме, поэтому параметры ускоренных ионов практически не зависят от толщины мишени. При этом оптимальная концентрация по порядку величины соответствует релятивистской критической концентрации  $a_0 n_{\text{cr}}$ . Из рис.1,а следует, что соотношение (1) также позволяет достаточно точно определить пороговую толщину мишени, при превышении которой ускорение ионов становится эффективным, а рис.1,б показывает, что в режиме «лазерного бурения» можно получить больший практически в 1.5 раза заряд высокоэнергетических ионов (с энергией выше 500 МэВ/нуклон), чем в режиме «светового паруса». Это объясняется тем, что при оптимальной толщине мишени в режиме «лазерного бурения» большее число частиц взаимодействует с лазерным импульсом и эффективно ускоряется. В обоих режимах из-за высокой концентрации мишени характерный заряд ускоренных ионов составляет десятки нКл. Из рис.1,б следует, что максимальная энергия ионов  $\sim 1.5$  ГэВ/нуклон может быть достигнута при использовании мишеней с концентрацией  $n_e > 10^{23}$  см<sup>-3</sup> и толщиной, определяющейся соотношением  $n_e l \approx 100 n_{\text{cr}} \lambda_{\text{las}}$ .

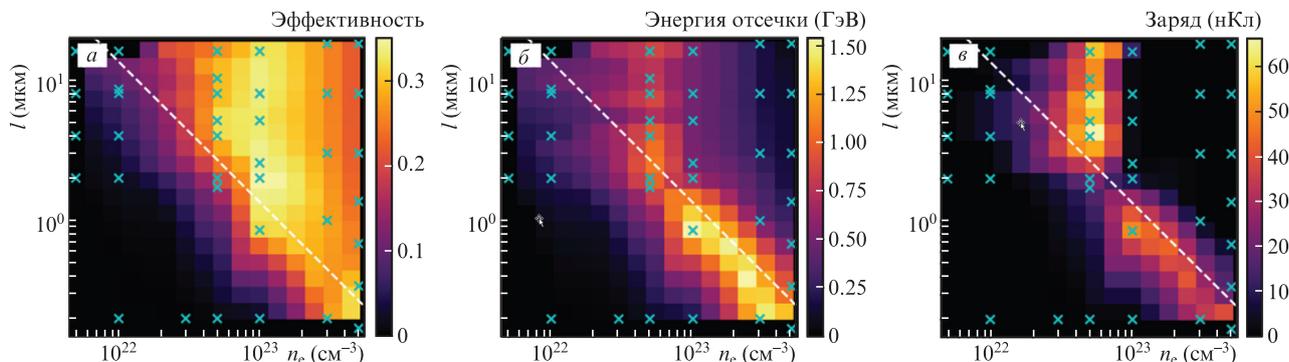


Рис.1. Карты зависимостей параметров пучка ускоренных ионов от толщины  $l$  и концентрации электронов  $n_e$  мишени: коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ионов (а), энергия отсечки (б), заряд ионов с энергией более 500 МэВ/нуклон (в). Числовые данные – результат линейной интерполяции между значениями, полученными с помощью численного моделирования с параметрами мишени, отмеченными голубыми маркерами. Белые штриховые линии соответствует равенству  $n_e l = 100 n_{\text{cr}} \lambda$  (см. (1)).

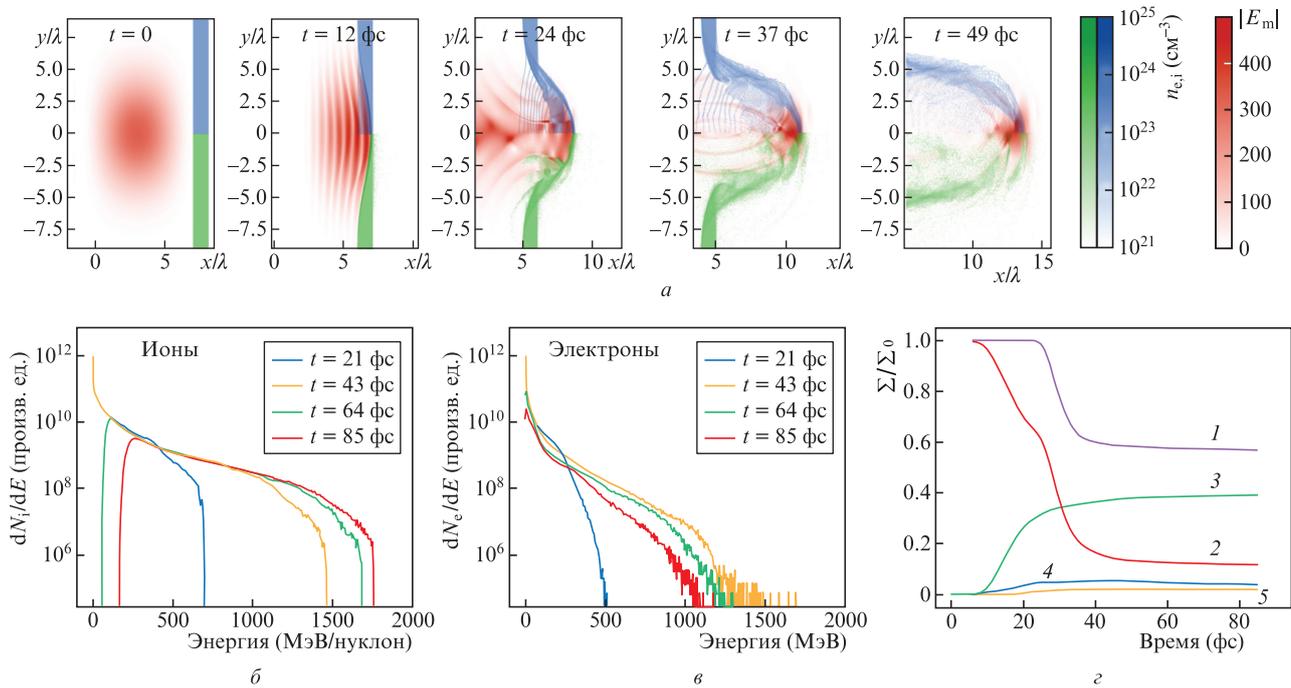


Рис.2. Результаты численного моделирования взаимодействия гауссова импульса циркулярно поляризованного лазерного излучения с энергией 700 Дж и длительностью 25 фс, сфокусированного в пятно диаметром  $8\lambda_{\text{las}}$ , с полностью ионизованной мишенью с  $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $l = 1 \text{ мкм}$ . Эволюция концентрации электронов (зелёный), ионов (синий), а также модуля электрического поля, нормированного на  $m\omega_{\text{las}}/e$  (красный) (а). Спектры ионов и электронов в различные моменты времени. Для ионов указана энергия на нуклон (б и в). Баланс энергии в системе как функция времени (z) (здесь и на рис.3,з, 4,з и 5,в: 1 – полная энергия, 2 – электромагнитная энергия, 3 – ионы, 4 – электроны, 5 – фотоны;  $\Sigma$  и  $\Sigma_0$  – энергия компонент и полная энергия соответственно). Уменьшение полной энергии связано с выходом отражённого излучения из области моделирования.

На рис.2 представлены результаты моделирования с параметрами мишени  $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $l = 1 \text{ мкм}$ , выполненного с меньшим размером пространственных шагов сетки,  $0.0125\lambda_{\text{las}}$  в продольном направлении  $x$  и  $0.035\lambda_{\text{las}}$  в поперечных направлениях  $y$  и  $z$ , и числом частиц в ячейке равным 4. Из рис.2,а видно, как на начальных этапах взаимодействия электроны ускоряются лазерным импульсом в продольном направлении. Из-за нескомпенсированного заряда формируется продольное квазистатическое электрическое поле, которое начинает ускорять ионы. Со временем продольная скорость электронов и ионов приближается к скорости света и квазинейтральность мишени постепенно восстанавливается. Этим объясняется замедление темпа ускорения, продемонстрированное на рис.2,з. Более точное моделирование показывает, что максимальная энергия ионов может достигать

1.7 ГэВ/нуклон, а эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов – 40%. На рис.2,б,в представлены спектры ионов и электронов в различные моменты времени. Из-за наличия поперечной огибающей лазерного импульса разные участки мишени ускоряются разным по интенсивности полем, что приводит к довольно широкому спектру ионов. Тем не менее заряд высокоэнергетических ионов достаточно велик и составляет 54.4 нКл для ионов с энергией свыше 500 МэВ/нуклон и 12.7 нКл для ионов с энергией свыше 1000 МэВ/нуклон.

При предельной фокусировке излучения (до дифракционного предела) амплитуда электромагнитного поля становится настолько большой, что электроны начинают эффективно излучать фотоны в гамма-диапазоне (рис.3,в) в результате нелинейного комптоновского рассеяния лазерных фотонов [13]. В этом случае конверсия энергии ла-

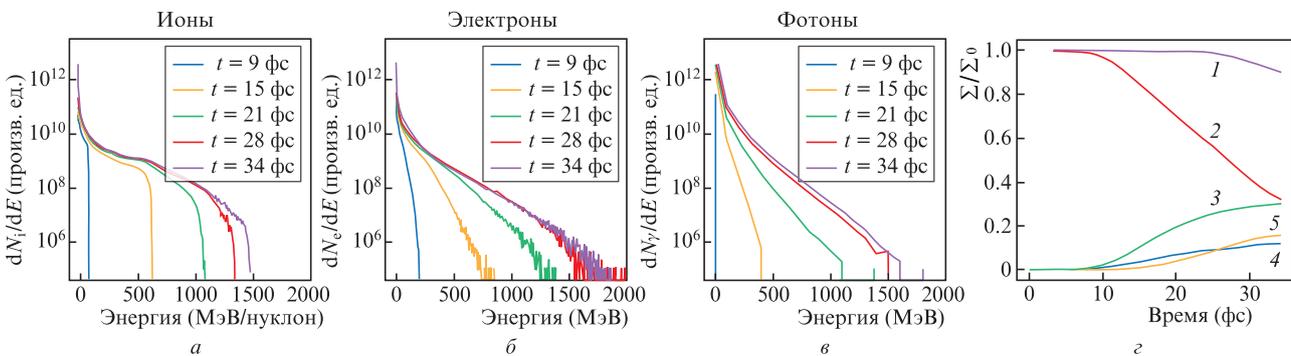


Рис.3. Результаты численного моделирования взаимодействия гауссова импульса циркулярно поляризованного лазерного излучения с энергией 700 Дж и длительностью 25 фс, сфокусированного в пятно диаметром  $3\lambda_{\text{las}}$ , с полностью ионизованной мишенью с концентрацией электронов  $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $l = 4 \text{ мкм}$ . Спектры ионов, электронов и фотонов в различные моменты времени (а–в). Баланс энергии в системе как функция времени (z).

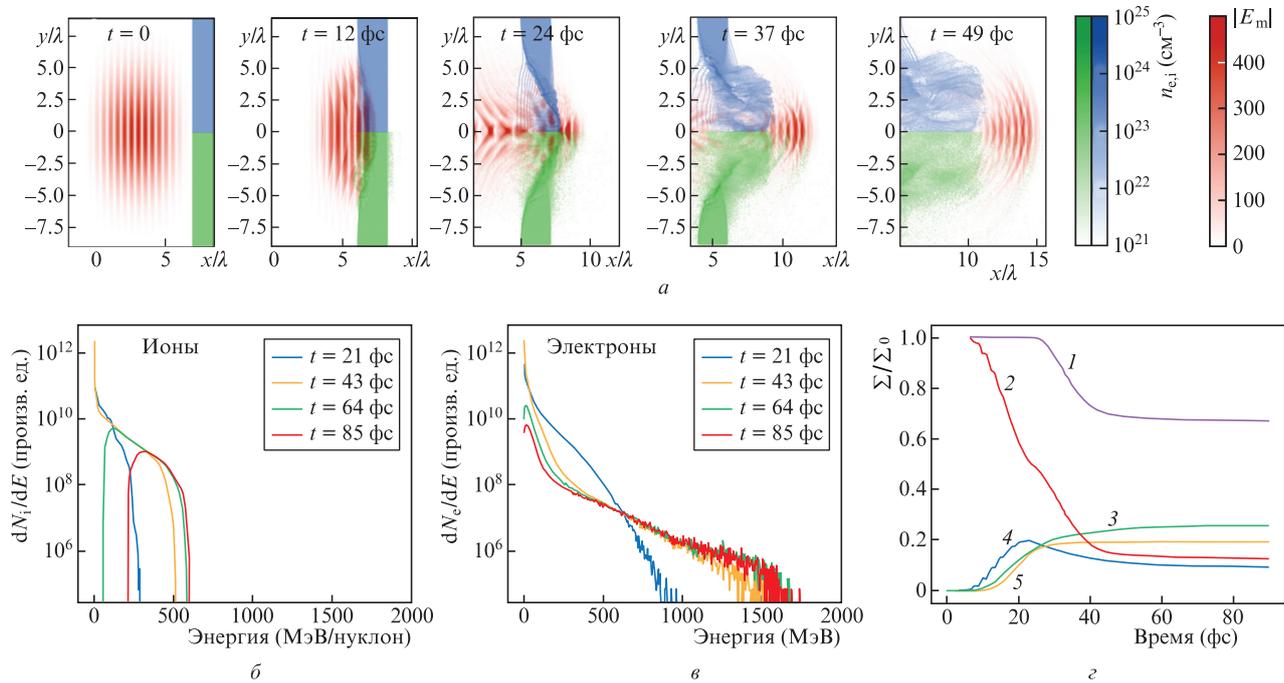


Рис. 4. Результаты численного моделирования взаимодействия гауссова импульса линейно поляризованного лазерного излучения с энергией 700 Дж и длительностью 25 фс, сфокусированного в пятно диаметром  $8\lambda_{\text{las}}$ , с полностью ионизованной мишенью с  $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и  $l = 2$  мкм. Эволюция концентраций электронов (зелёный) и ионов (синий), а также модуля электрического поля, нормированного на  $mc\omega_{\text{las}}/e$  (красный) (а). Спектры ионов и электронов в различные моменты времени (б, в). Баланс энергии в системе как функция времени (г).

зерного излучения в гамма-излучение становится сравнимой с конверсией в энергию ионов (рис.3,г). Из-за действия торможения излучением поперечные колебания электронов в поле лазерного импульса подавляются, что может приводить к более эффективному продольному ускорению электронов и в свою очередь – ионов [14]. Однако при рассматриваемом моделировании с энергией импульса 700 Дж радиационное трение ещё не приводит к существенному увеличению энергии отсечки или заряда ионов (рис.3,а). Таким образом, предельная фокусировка не является оптимальной для ускорения ионов с помощью лазерного излучения с параметрами, ожидаемыми на установке XCELS.

Нами также было проведено численное моделирование взаимодействия импульса линейно поляризованного лазерного излучения с энергией 700 Дж с твердотельной мишенью. Результаты моделирования, представленные на рис.4, показывают существенное уменьшение энергии отсечки ионов до 500 МэВ/нуклон. При этом значитель-

ная часть энергии лазерного импульса переходит в энергию электронов и гамма-излучения. Частично это объясняется тем, что сила радиационного давления импульса линейно поляризованного излучения осциллирует на удвоенной частоте лазерного излучения. В связи с этим на границе мишени развивается поперечная неустойчивость, приводящая к росту поперечного импульса электронов и к излучению большого числа жёстких фотонов. Из-за этого мишень, находящаяся в фокусе лазерного излучения, разрушается и эффективное ускорение прекращается намного раньше, чем в случае с импульсом циркулярно поляризованного излучения. Таким образом, для эффективного ускорения ионов использование циркулярно поляризованного излучения принципиально.

#### 4. Требование к эксперименту

В настоящей работе продемонстрировано, что для эффективного ускорения ионов принципиально использо-

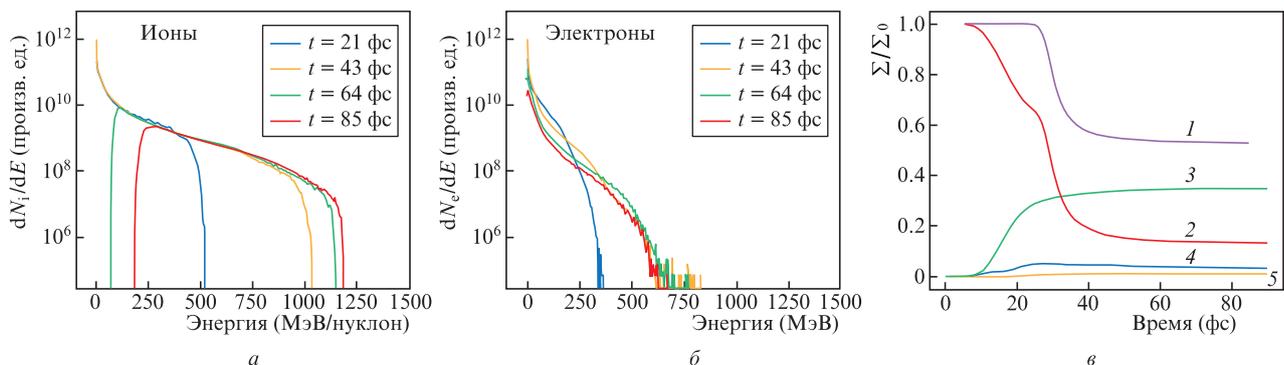


Рис. 5. Результаты численного моделирования взаимодействия гауссова импульса циркулярно поляризованного лазерного излучения с энергией 350 Дж и длительностью 25 фс, сфокусированного в пятно диаметром  $8\lambda_{\text{las}}$ , с полностью ионизованной мишенью с  $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и  $l = 0.6$  мкм. Спектры ионов и электронов в различные моменты времени (а, б). Баланс энергии в системе как функция времени (в).

вание циркулярно поляризованного лазерного излучения. Поэтому одним из главных требований к реализации рассматриваемого эксперимента на установке XCELS является эффективное когерентное сложение пучков лазерного излучения из двух каналов. Наиболее простой способ сложения предполагает использование делительной пластинки, однако его эффективность не превышает 50%. Для оценки эффективности ускорения ионов при невозможности более эффективного сложения лазерных пучков, нами была проведена серия аналогичных численных моделирований, в которых энергия лазерного излучения составляла 350 Дж. Результаты моделирования, представленные на рис.5, показывают, что при оптимальных параметрах мишени ( $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $l = 0.6 \text{ мкм}$ ) уменьшение энергии лазерного импульса вдвое уменьшает энергию отсечки всего на 25% – до 1.2 ГэВ/нуклон, а заряд ускоренных ионов с энергией выше 500 МэВ в два раза – до 20 нКл. При этом эффективность конверсии остаётся довольно высокой и достигает 35%.

Одним из преимуществ предложенной схемы эксперимента является отсутствие жестких требований к мишени: достаточно использование плоской мишени, с концентрацией электронов, характерной для твёрдых веществ, и толщиной порядка 1–10 мкм, т.е. металлических плёнок. Поскольку в данной работе процесс полевой ионизации не был учтён в численном моделировании, вопрос об оптимальном материале мишени предлагается исследовать экспериментально.

## 5. Заключение

В работе продемонстрирована возможность эффективного лазерного ускорения ионов силой радиационного давления на установке XCELS. С помощью полноразмерного трёхмерного численного моделирования найдены параметры лазерного излучения (степень фокусировки) и мишени (концентрация электронов и толщина),

оптимальные с точки зрения эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов, энергии отсечки ионов и полного заряда ионов с энергией выше 500 МэВ/нуклон. Показано, что в режиме «лазерного бурения» возможно получение ионов с энергией отсечки  $\sim 750 \text{ МэВ/нуклон}$  и зарядом  $\sim 70 \text{ нКл}$ , а в режиме «светового паруса» – с энергией отсечки  $\sim 1500 \text{ МэВ/нуклон}$  и зарядом  $\sim 50 \text{ нКл}$ . Численное моделирование показывает, что в обоих случаях эффективность конверсии может превышать 30%.

1. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85** (2), 751 (2013). DOI: 10.1103/RevModPhys.85.751.
2. Steinke S. et al. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **16** (1), 011303 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.16.011303.
3. Ma W.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (1), 014803 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.014803.
4. Pae Ki Hong et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62** (5), 055009 (2020). DOI: 10.1088/1361-6587/ab7d27.
5. Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V., Mourou G., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (17), 175003 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.175003.
6. Robinson A.P.L., Gibbon P., Zepf M., Kar S., Evans R.G., Bellei C. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51** (2), 024004 (2009). DOI: 10.1088/0741-3335/51/2/024004.
7. Weng S.M., Murakami M., Mulser P., Sheng Z.M. *New J. Phys.*, **14** (6), 063026 (2012). DOI: 10.1088/1367-2630/14/6/063026.
8. Birdsall C.K., Langdon A.B. *Plasma Physics Via Computer Simulation* (Boca Raton: CRC press, 2004). DOI: 10.1201/9781315275048.
9. QUILL Code – <https://github.com/QUILL-PIC/Quill>.
10. Pukhov A. *CERN Yellow Rep.*, **1**, 181 (2016). DOI: 10.5170/CERN-2016-001.181.
11. Vay J.L. *Phys. Plasmas*, **15** (5), 056701 (2008). DOI: 10.1063/1.2837054.
12. Elkina N.V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Y., Legkov M.V., Narozhny N.B., Nerush E.N., Ruhl H. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **14** (5), 054401 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.054401.
13. Nerush E.N., Kostyukov I.Y. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **57** (3), 035007 (2015). DOI: 10.1088/0741-3335/57/3/035007.
14. Gelfer E.G., Fedotov A.M., Weber S. *New J. Phys.*, **23** (9), 095002 (2021). DOI: 10.1088/1367-2630/ac1a97.