

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Коржиманов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким, С. В. Голубев, *Квант. электрон.*, 2013, том 43, номер 3, 217–225

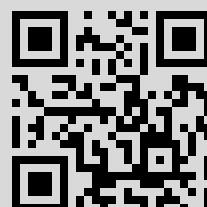
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 194.190.187.220

1 июля 2016 г., 16:45:43



Генерация сверхмощным лазерным излучением пучков ускоренных многозарядных ионов с энергией порядка нескольких десятков МэВ/нуклон для задач ядерной физики

А.В.Коржиманов, Е.С.Ефименко, А.В.Ким, С.В.Голубев

Проведен детальный анализ предложенного ранее метода, использующего сверхмощное (петаваттное) циркулярно поляризованное лазерное излучение, взаимодействующее с наноструктурированной двухкомпонентной мишенью, для генерации пучков многозарядных ионов с целью их применения в ядерной физике. Рассмотрены проблема ионизации тяжёлых атомов в сверхсильном лазерном поле и задача ускорения лазерным излучением полученных ионов до энергий $\sim 20\text{--}30$ МэВ/нуклон.

Ключевые слова: лазерное ускорение, ускорение ионов, многозарядные ионы, петаваттные лазеры, наноструктурированные мишени.

1. Введение

В течение последнего десятилетия генерация пучков высокоэнергетических протонов и ионов с помощью сверхмощных лазерных импульсов стала объектом активного изучения – как теоретического, так и экспериментального (см., напр., обзоры [1, 2] и ссылки в них). Это связано с большим числом её возможных приложений, среди которых особо можно отметить адронную лучевую терапию [3, 4], «быстрый поджиг» мишеней в инерциальном термоядерном синтезе [5], получение изображений в протонном пучке [6], создание источника ионов для традиционных ускорителей [7]. Было предложено несколько схем лазерного ускорения ионов, в том числе ускорение приповерхностным слоем нагретых электронов (TNSA) [8, 9], ускорение ударной волной на облучаемой стороне мишени [10], постускорение в режиме релятивистской прозрачности (break-out afterburner, BOA) [11] и др. При ультравысоких интенсивностях (свыше 10^{20} Вт/см²) наиболее предпочтительным представляется метод ускорения радиационным давлением (RPA) [12–16], именно он позволяет достичь наибольшей эффективности ускорения. Следует отметить, что все перечисленные методы изучались только для случая ускорения протонов и лёгких ионов (в основном углерода). В то же время с точки зрения ядерной физики, в частности в рамках проекта FAIR [17], большой интерес вызывает задача получения пучков тяжёлых ионов с высоким зарядом ядра.

Недавно нами было указано на возможность применения мощных лазеров для генерации и ускорения многозарядных ионов со средними зарядами ядра [18]. В предложенной схеме используются двухкомпонентные структурированные мишени субмикронной толщины, об-

лучаемые лазерным импульсом петаваттной мощности. В этом случае, как было показано нами, при определённых параметрах возможна эффективная генерация ионных пучков с мощностью и концентрацией ионов, недоступными для традиционных ускорителей.

В настоящей работе мы проводим более детальный анализ предложенного ранее метода ускорения, который может быть представлен как двухстадийный процесс. На первой стадии короткий высококонтрастный импульс с интенсивностью $10^{20}\text{--}10^{22}$ Вт/см², взаимодействуя с поверхностью тонкой металлической мишени, осуществляет полевую ионизацию атомов мишени, обеспечивая высокую кратность их ионизации (так, для ионов железа оценка кратности ионизации даёт 24). На второй стадии тот же лазерный импульс генерирует на поверхности мишени продольные электростатические поля, которые способны ускорять ионы. Для достижения высокой эффективности данной схемы необходимо нормальное падение на мишень циркулярно поляризованного импульса, а сама мишень должна иметь пониженную плотность, что на практике может быть достигнуто применением нанопористых мишеней. Для обеспечения моноэнергетичности ионного пучка его ускорение необходимо проводить на фоне более тяжёлых ионов, например золота, что может быть реализовано при использовании золотых мишеней с нанесённым на облучаемую поверхность тонким слоем более лёгких атомов. Предложенная схема была протестирована путём двумерного численного моделирования методом частиц в ячейках, или методом PIC.

2. Ионизация в лазерном поле

При исследовании взаимодействия сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом, содержащим высокозарядные ионы, одним из наиболее важных и мало изученных вопросов является вопрос о зарядовом распределении образующихся ионов. В данном разделе рассматривается проблема оценки кратности ионизации в лазерном поле с интенсивностью $\sim 10^{22}$ Вт/см², однако разработанные методы применимы и для более широкого диапазона интенсивностей.

А.В.Коржиманов, Е.С.Ефименко, А.В.Ким, С.В.Голубев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: korzhimanol.artem@gmail.com

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г., после доработки – 12 февраля 2013 г.

В предшествующих работах уже было показано, что при таких интенсивностях процесс образования ионов с высоким зарядом может идти с большой эффективностью [19, 20]. Здесь мы представим простую модель, позволяющую оценивать с необходимой нам точностью кратность ионизации для произвольных атомов.

Ионизация атомов мощным лазерным излучением обычно рассматривается в двух предельных случаях: многофотонная ионизация и динамическое туннелирование. Параметр адиабатичности γ , введенный Л.В.Келдышем [21], определяет характер фотоионизации, причём $\gamma^2 = I_p/(2\Phi)$, где I_p – потенциал ионизации атома или иона; $\Phi = e^2 E^2/(4m_e \omega^2)$ – средняя колебательная энергия электрона в сильном лазерном поле (или пондеромоторный потенциал); e и m_e – заряд и масса электрона соответственно; ω – частота лазерного излучения; E – напряженность электрического поля лазерного излучения. При $\gamma \gg 1$ основным механизмом ионизации является многофотонная ионизация, вероятность которой $w = \sigma_n I^n$, где I – интенсивность излучения; $n = 1 + I/(\hbar\omega)$ – порядок многофотонной ионизации; σ_n – ее сечение, сильно уменьшающееся с ростом n . Для диэлектриков с небольшим потенциалом I_p преобладает многофотонная ионизация, однако уже для атомарных газов с $I_p \sim 10$ эВ и высокоинтенсивных лазерных УКИ доминирующим механизмом даже в видимом диапазоне длин волн становится туннельная ионизация [22], безусловно это справедливо и для более низколежащих уровней с потенциалом ионизации $10^2 - 10^3$ эВ. Первоначальное жесткое условие $\gamma \ll 1$ для туннельной ионизации может быть заменено на более мягкое – $\gamma < 0.5$ [23]. Для вычисления вероятности туннельной ионизации в статическом поле ($\gamma = 0$) широко используется формула Переломова–Попова–Терентьева (формула (2.5) в [24]), которая является обобщением формулы для вероятности ионизации произвольного уровня атома водорода на различные атомарные или молекулярные системы:

$$w_{\text{PTT}}(|E|) = \omega_a \kappa^2 (2l + 1) \frac{(l + m)!}{2^m m! (l - m)!} \times C_{kl}^2 2^{2n^* - m} F^{m+1-2n^*} \exp\left(-\frac{2}{3F}\right), \quad (1)$$

где $\kappa = \sqrt{I/I_H}$; I_H – потенциал ионизации водорода; $F = E/(\kappa^3 E_a)$ – редуцированное электрическое поле; $n^* = Z/\kappa$ – эффективное главное квантовое число; Z – заряд атомного ядра; l и m – угловой момент и его проекция на направление электрического поля; C_{kl} – безразмерный асимптотический коэффициент волновой функции на больших расстояниях r ($kr \gg 1$, где k – волновое число); $\omega_a = m_e c^2 / \hbar^3 = 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – атомная частота; $E_a = m_e^2 c^5 / \hbar^4 = 5.1 \times 10^9 \text{ В/см}$ – атомное поле.

В экспериментальных работах часто используется другая формула, полученная Аммосовым, Делоне, Крайновым и широко известная как формула АДК [25]:

$$w_{\text{ADK}}(|E|) = \sqrt{\frac{n^*}{Z^3}} \frac{FD^2}{8\pi Z} \exp\left(-\frac{2Z^3}{3n^* F}\right), \quad D = \left(\frac{4eZ^3}{n^* F}\right)^{n^*}. \quad (2)$$

Следует отметить, что при больших n^* обе модели асимптотически совпадают, а для водородоподобных атомов упрощенная формула (2) выглядит следующим образом:

$$w(|E|) = 4\omega_a \kappa^5 \frac{E_a}{|E|} \exp\left(-\frac{2\kappa^3 E_a}{|E|}\right), \quad (3)$$

причём для атома водорода ($\kappa = 1$) вероятность ионизации совпадает с хорошо известным точным решением для вероятности ионизации основного состояния атома водорода в статическом электрическом поле [26]. Уравнения (1)–(3) можно использовать для оценки интенсивности, необходимой для ионизации уровня с известным потенциалом ионизации, из условия $w\tau \approx 1$ (τ – длительность импульса), хотя следует отметить, что данная оценка является упрощенной и не учитывает в полной мере особенностей строения атома или иона. С использованием формулы (3) несложно показать, что ионы с зарядом ядра $Z < 21$ полностью ионизируются в лазерном поле с интенсивностью 10^{22} Вт/см^2 ($|E| \approx 2 \text{ ТВ/см}$) в течение 10 фс.

В дальнейшем для оценки кратности ионизации ионов с большим зарядом нами будет использоваться формула (1). Результаты численного расчёта для атомов железа приведены на рис.1, а, б. Для простоты расчёта в качестве начального выбрано монозарядное распределение ионов Fe^{21+} . Хорошо видно, что при достижении интенсивностью значения $\sim 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ происходит быстрая (за время, меньшее одного периода лазерного поля) ионизация практически всех ионов до состояния Fe^{24+} , в результате чего образуется опять же монозарядное распределение. Этот эффект является грубым в том смысле, что при дальнейшем увеличении интенсивности распределение ионов по заряду практически не меняется. Заметное число (но менее 1%) более глубоко ионизованных частиц появляется только при достижении интенсивностью пикового значения 10^{22} Вт/см^2 . Это обстоятельство оправдывает использование нами приближения одночастичной ионизации, поскольку учёт более тонких эффектов немного сместит порог ионизации по интенсивности, но не изменит результата ионизации качественно. Подобное поведение является характерным для многозарядных ионов, у которых потенциал ионизации испытывает значительные скачки при переходе от некоторой орбитали к более глубокой. Так, на рис.1, в приведена зависимость потенциала ионизации иона железа от кратности его ионизации: при переходе от электронов 2s-оболочки к электронам 1s-оболочки происходит скачок потенциала ионизации более чем в четыре раза.

Поскольку предлагаемая в настоящей работе схема лазерного ускорения ионов основана на применении мишеней, состоящих из атомов двух типов, более тяжёлые из которых используются в качестве фона, то нами были также проведены оценки кратности ионизации атомов золота, которые и играли роль фоновых. С использованием модели (1) можно показать, что, как и в случае железа, все атомы золота с высокой степенью точности будут иметь одну и ту же кратность ионизации – 69+.

Таким образом, основываясь на проведённом выше анализе, мы можем считать, что в процессе взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с веществом в широком диапазоне параметров происходит образование ионов с одинаковой кратностью ионизации, которую можно оценить по относительно грубой модели (1). Этот вывод, конечно, должен быть в дальнейшем проверен путём самосогласованных численных расчётов с учётом процесса ионизации. Однако рассмотрение этой задачи выходит за рамки данной работы.

Отметим также, что, хотя создаваемые в плазме поля могут иметь такой же порядок величины, как и поля лазерного импульса, их учёт не изменит кардинально полученный выше результат, поскольку поля в плазме эффек-

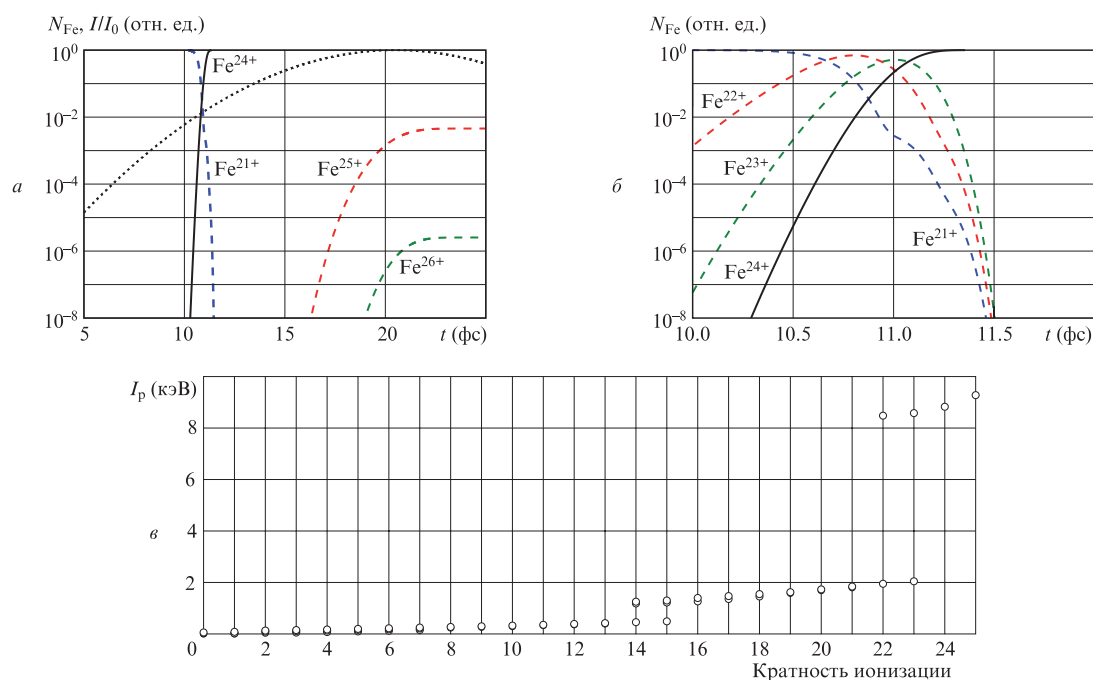


Рис.1. Динамика распределения ионов железа по кратностям ионизации, полученная на основе модели (1), для гауссова лазерного импульса с длительностью 8 фс по уровню половины интенсивности и максимальной интенсивностью 10^{22} Вт/см² (пунктирная кривая – нормированный на максимальную интенсивность I_0 профиль интенсивности импульса) (а, б), а также зависимость потенциала ионизации от кратности ионизации для ионов железа (разные точки для одной кратности ионизации соответствуют электронам в разных состояниях) (в).

тивно увеличивают действующее на ионы поле не более чем в полтора-два раза, а время их действия, как это будет показано ниже, не превышает тех же единиц фемтосекунд. В то же время для кардинального изменения распределения ионов по кратностям ионизации требуется увеличение скорости ионизации или времени воздействия, как минимум, на один-два порядка.

3. Лазерное ускорение многозарядных ионов

Образовавшиеся в лазерном поле многозарядные ионы могут быть ускорены им до значительных энергий. В литературе обсуждаются несколько методов лазерного ускорения ионов, самыми популярными из которых являются методы TNSA и RPA [2]. С точки зрения ускорения многозарядных ионов эти методы, однако, имеют существенный недостаток: в точке, где располагаются ускоряемые ионы, напряжённость электрического поля, которое и ответственно за эффективную ионизацию, относительно невелика. Действительно, в схеме TNSA ускорение происходит с задней поверхности мишени полем разделения зарядов, возникающим в результате нагрева электронов. Напряжённость этого поля обычно значительно меньше напряжённости лазерного поля. В схеме же RPA взаимодействие лазерного излучения с мишенью происходит исключительно в тонком скин-слое, напряжённость лазерного поля в котором может быть на несколько порядков меньше, чем в максимуме. Имея это в виду, для ускорения многозарядных ионов следует использовать методы, в которых ускоряемые ионы находятся непосредственно в поле лазерной волны. Нам известны, как минимум, две такие схемы: ускорение пондеромоторно отжатыми электронами (acceleration by ponderomotively shifted electrons, APSE) [14] и ускорение в режиме BOA [11]. Далее мы рассмотрим возможность получения многозарядных ионов методом APSE.

В основе метода APSE лежит возможность ускорения относительно лёгких ионов в электростатическом поле, возникающем при пондеромоторном отжатии электронов на поверхности слоя более тяжёлых ионов. Эффективнее процесс отжатия электронов происходит для циркулярно поляризованного излучения.

3.1. Аналитические оценки

Определим, как энергия ускоряемых ионов зависит от двух наиболее важных параметров системы – плотности плазмы и амплитуды лазерного импульса. Подробно и более строго этот вопрос освещён в работе [14], здесь же мы приведём менее строгий, но более наглядный вывод.

Если на слой плазмы с резкой границей перпендикулярно этой границе падает циркулярно поляризованное лазерное излучение с амплитудой E_0 , то в случае полного отражения оказываемое на электроны пондеромоторное давление является постоянным (не осциллирующим во времени):

$$p_p = 2a_0^2, \quad (4)$$

где давление p_p нормировано на $m_e^2 \omega^2 c^4 / (4\pi e^2)$; $a_0 = eE_0 / (m_e c \omega)$ – нормированная амплитуда поля; c – скорость света. С другой стороны, если ионы достаточно тяжелы и рассматриваемые времена достаточно малы, то это давление уравнивается электростатическим давлением, возникающим в результате разделения зарядов. Если электроны отжаты в глубь плазмы на расстояние z_b , то возникающее электростатическое давление может быть оценено как

$$p_e = \frac{(n_0 \zeta_b)^2}{2}, \quad (5)$$

где $\zeta_b = \omega z_b/c$; $n_0 = 4\pi e^2 N_{e0}/(m_e \omega^2)$ – параметр закритичности плазмы, равный отношению концентрации электронов невозмущённой плазмы N_{e0} к критической концентрации для данной частоты лазерного излучения. Приравняв поперечное и электростатическое давления, находим границу отжатого слоя электронов:

$$\zeta_b = \frac{2a_0}{n_0}. \quad (6)$$

Зная положение границы отжатых электронов, можно оценить падение потенциала в плазменном слое. Для этого предположим, что основной вклад в падение потенциала даёт слой оголённых ионов (как было показано в работе [14], это справедливо в очень широком интервале параметров). Тогда падение потенциала

$$\Delta\varphi = \frac{n_0 \zeta_b^2}{2} = \frac{2a_0^2}{2}. \quad (7)$$

Здесь потенциал $\Delta\varphi$ нормирован на величину $m_e c^2/e$. Таким образом, энергия ускоряемых ионов, которая пропорциональна падению потенциала в плазменном слое, при постоянной интенсивности излучения тем больше, чем меньше плотность плазмы. Отсюда следует очевидный вывод, что для получения пучков как можно более энергетичных ионов необходимо уменьшать плотность мишени. Этого можно достичь, например, за счёт применения нанопористых мишеней. Отметим, что пористый слой с пониженной плотностью плазмы предлагалось использовать также и для увеличения энергии ускоряемых ионов методом TNSA [27, 28].

Однако нельзя понижать концентрацию неограниченно. Дело в том, что обсуждаемая схема ускорения эффективна только в закритической плазме, т.е. имеется оптимальная плотность плазмы, позволяющая получать ионы с наибольшей энергией. Эта плотность определяется порогом релятивистской самоиндуцированной прозрачности, и в случае облучения резкой границы циркулярно поляризованным излучением в ультрарелятивистском пределе выражение для неё имеет вид [29]

$$n_0^{\text{th}} = \left(\frac{64a_0}{27} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Несложно подсчитать, что для излучения титан-сапфирового лазера (длина волны $\lambda = 800$ нм) с интенсивностью излучения 10^{22} Вт/см² безразмерная амплитуда $a_0 \approx 50$. Этой амплитуде соответствует оптимальный параметр закритичности $n_0 \approx 11$ или невозмущённая концентрация электронов $N_{e0} \approx 2 \times 10^{22}$ см⁻³.

Подставив (8) в (7) и умножив результат подстановки на заряд ускоряемого иона, получим его энергию в оптимальном режиме:

$$\epsilon_{\text{max}} \approx 1.3 Z_i a_0^{3/2} m_e c^2, \quad (9)$$

где Z_i – заряд ионов. Простая оценка для $a_0 = 50$ и ионов железа F_{56}^{24+} даёт энергию ~ 110 МэВ/нуклон.

При рассмотрении реальной ситуации следует, однако, учитывать ряд факторов, приводящих к уменьшению эффективности ускорения. К ним в первую очередь относятся конечная температура электронов (формулы (7) и (8) получены в приближении холодных электронов, влияние теплового движения на порог самоиндуцированной прозрачности исследовалось в работе [30]) и возможное развитие поперечных неустойчивостей при взаимодей-

ствии лазерного излучения с отжатыми электронами. Оба этих фактора увеличивают порог самоиндуцированной прозрачности (8), уменьшая тем самым энергию ионов. Их учёт аналитически затруднён, поэтому для получения более реалистичных параметров генерируемых пучков ионов нами использовалось численное моделирование.

3.2. Одномерное численное моделирование

Численное моделирование процесса ускорения проводилось в одномерной и двумерной геометриях. Одномерная задача взаимодействия решалась путём численного решения системы уравнений Власова–Максвелла, причём уравнение Власова решалось методом PFC (positive flux conservative method) [31], а уравнения Максвелла – стандартным методом FDTD [32]. Численный код был верифицирован путём сравнения полученных результатов с аналитическими результатами, а также результатами независимых расчётов методом частиц в ячейках (PIC).

В координатном пространстве расчётная область занимала 512 точек, соответствующих четырём длинам волн падающего излучения. Мишень представляла собой слой ионов золота Au^{69+} толщиной 800 нм ($0 < x < \lambda$), что соответствует одной длине волны излучения титан-сапфирового лазера. Отметим, что при столь высокой кратности ионизации ионов золота отношение заряда к массе для них несильно отличается от аналогичной величины для ионов железа, и их динамика может оказать заметное влияние на процесс ускорения, однако, для того чтобы более наглядно представить физическую суть обсуждаемого метода ускорения, в одномерных расчётах ионы золота предполагались неподвижными. Внутри слоя золота в интервале $0.05\lambda < x < 0.1\lambda$ все ионы золота были замещены слоем более лёгких ионов F_{56}^{24+} толщиной 40 нм. Концентрация электронов в слое золота соответствовала параметру закритичности $n_{01} = 30$ ($N_{e01} \approx 5.1 \times 10^{22}$ см⁻³, $N_{Au} \approx 7.5 \times 10^{20}$ см⁻³), а в слое железа – параметру закритичности $n_{02} = 60$ ($N_{e02} \approx 10^{23}$ см⁻³, $N_{Fe} \approx 4.3 \times 10^{21}$ см⁻³). Плотность фоновой плазмы выбрана заметно большей оптимальной (см. формулу (8)), чтобы учесть снижение порога самоиндуцированной прозрачности из-за тепловых эффектов.

В пространстве импульсов расчётная область для разных типов частиц была различной. Для электронов она имела 30000 точек, соответствующих интервалу $(-150m_e c, 150m_e c)$, а для ионов обоих типов – 2000 точек, соответствующих интервалам $(-M_{Au}c, M_{Au}c)$ и $(-M_{Fe}c, M_{Fe}c)$ для золота и железа (M_{Au} и M_{Fe} – массы атомов золота и железа). Начальная температура электронов составляла 1 кэВ, а ионов – 10 кэВ (температура ионов выбиралась из соображений удобства численного расчёта: более низкая температура потребовала бы слишком малого шага по пространству импульсов и не оказывала бы существенного влияния на динамику взаимодействия).

Падающий лазерный импульс имел гауссову огибающую с интенсивностью в максимуме $I_0 = 10^{22}$ Вт/см², длительность импульса варьировалась для достижения наиболее оптимального режима взаимодействия. Как отмечалось в работе [14], существует оптимальная длительность лазерного импульса, при которой достигается максимальная энергия ускоряемых ионов. Это связано с тем, что, с одной стороны, слишком короткий лазерный импульс может закончиться быстрее, чем процесс ускорения, а с другой стороны, слишком длинный лазерный им-

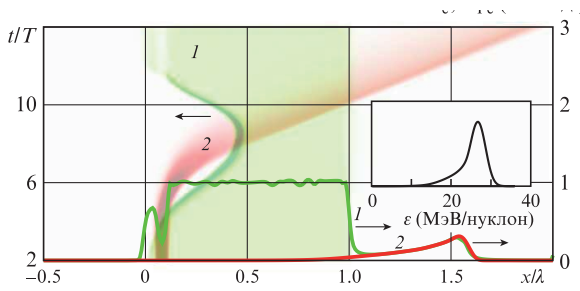


Рис.2. Пространственно-временные диаграммы для электронов (1) и ионов железа (2), а также их пространственные распределения в момент времени $t = 12T$, полученные при одномерном численном моделировании процесса ускорения ионов F_{56}^{24+} (T – период поля). На вставке – функция распределения ионов железа по энергиям в тот же момент времени.

пульс отжимает электроны слишком долго, и ускоряемые ионы обгоняют отжимаемый электронный слой, выходя тем самым из ускоряющего поля разделения зарядов.

Результаты расчёта с оптимальными параметрами приведены на рис.2. Энергия ионов железа достигала максимума в 27 МэВ/нуклон при длительности импульса по полувысоте $t_{FWHM} = 12\pi\omega^{-1} = 16$ фс. Особо следует отметить то, что пучок ионов хорошо локализован как в пространстве, так и по энергии. Разброс по энергии не превышает нескольких процентов. Отметим также, что энергетический спектр ионов простирается вплоть до значения 36.5 МэВ/нуклон, хорошо согласующегося с оценкой по формуле (7).

3.3. Двумерное численное моделирование

Для двумерного расчёта использовался параллельный PIC-код ELMIS [33–35]. Его особенностью является использование для вычисления электромагнитных полей быс-

трого преобразования Фурье. Расчётная область в координатах x, y имела размер 19.2×9.6 мкм (т.е. $24\lambda \times 12\lambda$) и представляла собой матрицу размером 1024×512 точек. Толщина слоя золота была равна одной длине волны (800 нм), а его ширина – восьми длинам волн (6.4 мкм). Продольная структура мишени и плотности частиц были такими же, как и в одномерном расчёте. Начальные температуры всех частиц составляли 16 кэВ. Плазма облучалась лазерным импульсом с гауссовой огибающей в продольном направлении. Для поперечного профиля была выбрана супергауссова огибающая четвёртого порядка, чтобы уменьшить скорость развития поперечных неустойчивостей. Ширина импульса была равна восьми длинам волн, а его длительность варьировалась с целью поиска оптимального режима взаимодействия.

Отдельно следует отметить, что одним из главных факторов, влиявших на результаты двумерного расчёта, являлось наличие поперечных неустойчивостей. Это вызвало, в частности, некоторые сложности при численном моделировании. PIC-коду свойственен относительно высокий уровень численных шумов, которые становятся затравкой для быстро нарастающих неустойчивостей. Это приводит к тому, что результаты численного расчёта оказываются зависящими от такого параметра как число частиц N_{ppc} в пространственной ячейке. На рис.3 приведены результаты численных расчётов при одних и тех же параметрах задачи, но при разных N_{ppc} . Видно, что при малом числе частиц развивающаяся неустойчивость имеет меньший масштаб, а максимальная энергия ускоренных ионов меньше, чем при большом числе частиц. Нами было обнаружено, что результаты перестают изменяться при $N_{ppc} > 2000$. Именно это значение было использовано во всех последующих численных расчётах.

Результаты двумерных расчётов для трёх длительностей импульса приведены на рис.4. Для рис.4,б,д оптимальная длительность $t_{FWHM} = 6\pi\omega^{-1} = 8$ фс. Следует отме-

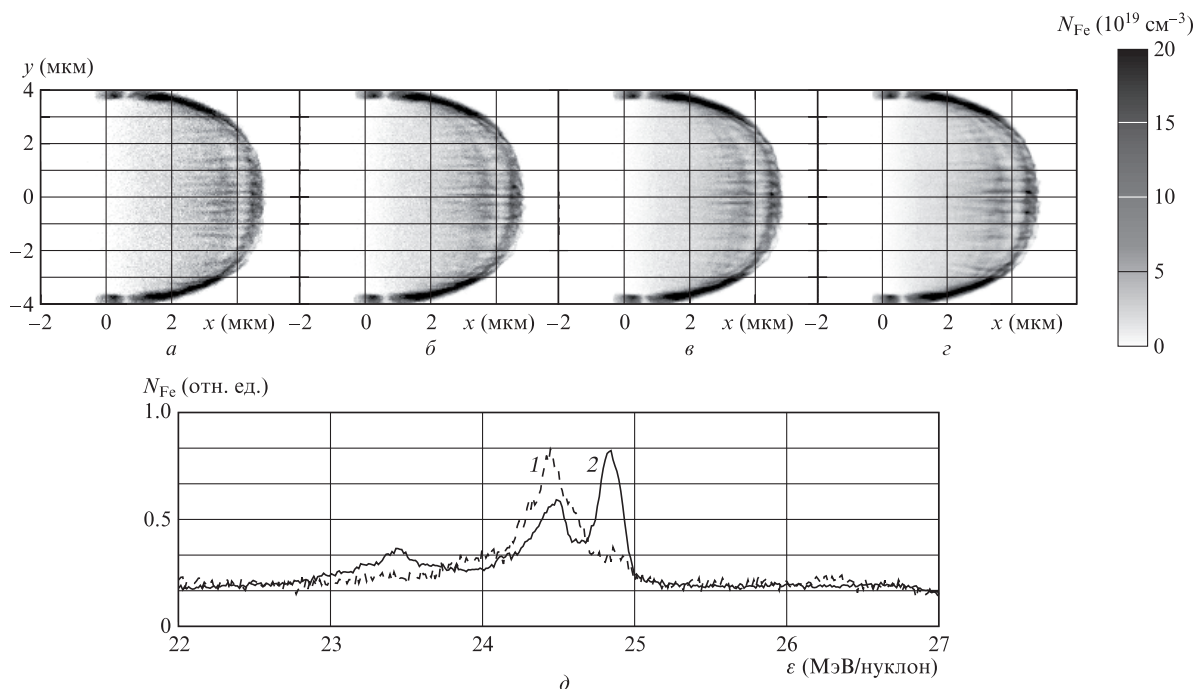


Рис.3. Результаты двумерного численного моделирования процесса ускорения ионов железа для различного числа частиц в ячейке при длительности импульса 10.7 фс и остальных параметрах, указанных в тексте: пространственные распределения концентрации ускоренных ионов при $N_{ppc} = 250$ (а), 500 (б), 1000 (в) и 2000 (г), а также распределения ускоренных ионов по энергии при $N_{ppc} = 250$ (1) и 2000 (2) (д).

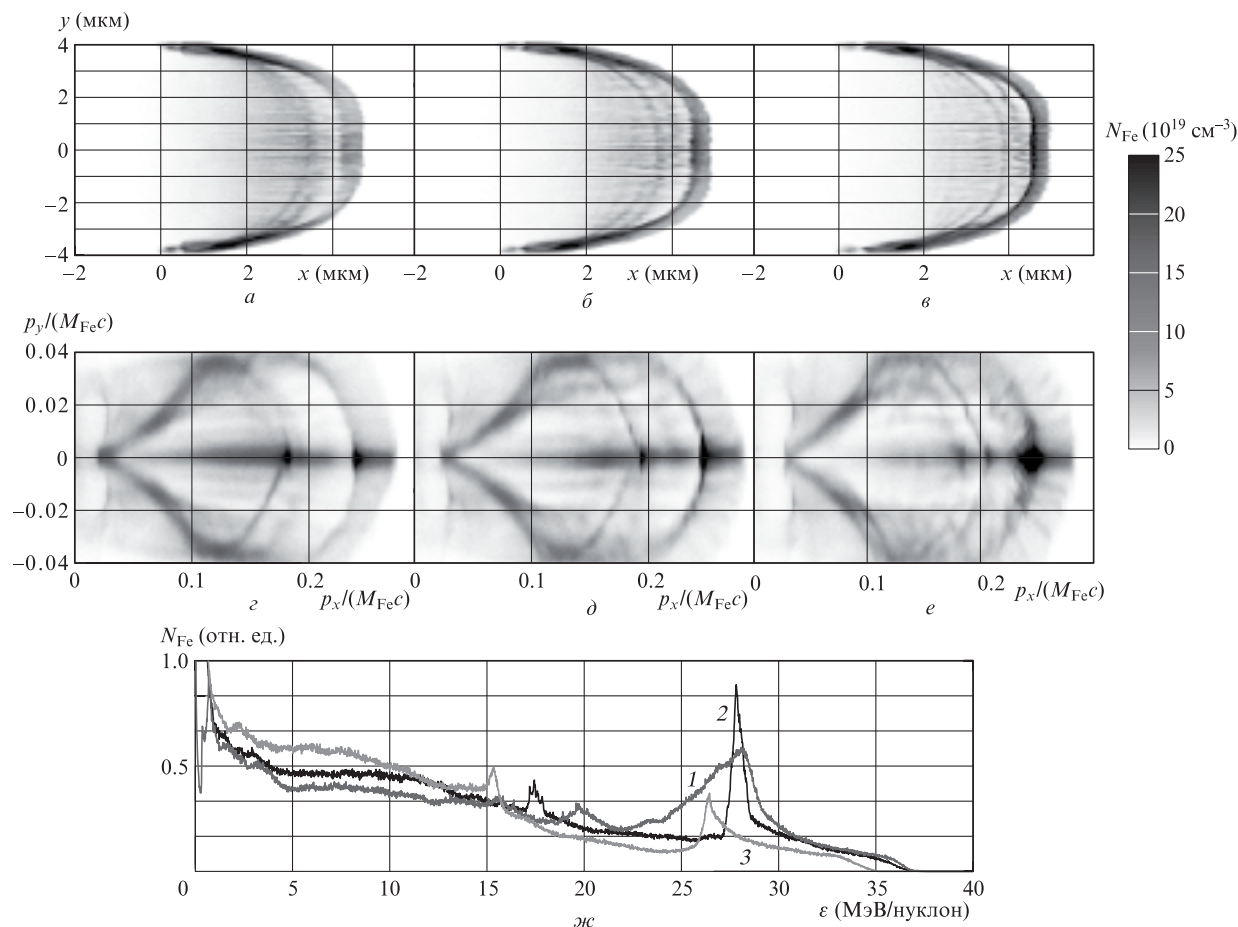


Рис.4. Результаты двумерного численного моделирования процесса ускорения ионов железа для различных длительностей лазерного импульса (параметры расчётов указаны в тексте): пространственные распределения концентрации ускоренных ионов ($a-v$) и фазовые плоскости ускоренных ионов ($z-e$) при длительности импульса 6.7 (a, z), 8 (b, d) и 9.3 фс (e, e), а также распределения ускоренных ионов по энергиям при длительности импульса 9.3 (1), 8 (2) и 6.7 фс (3) ($ж$).

тить, что по сравнению с одномерным расчётом на выбор оптимальной длительности импульса в первую очередь влияло наличие поперечной неустойчивости, которая нарушала процесс ускорения для достаточно длинных импульсов. На рис.4, a, z приведены результаты расчёта для меньшей длительности импульса. В этом случае импульс закончился ещё до того, как завершился процесс ускорения, в связи с чем образовавшийся пучок ионов сильно размыт как в пространстве, так и по энергии: часть ионов успела ускориться, а часть – нет. При длительности импульса больше оптимальной (рис.4, $в, e$) заметным становится влияние развития поперечных неустойчивостей, отражающееся как на пространственном качестве пучка, так и на эффективности его ускорения.

В оптимальном режиме ионы железа имеют ярко выраженный пик по энергии в области 28.2 ± 0.4 МэВ/нуклон. Интересно, что разброс по энергии для двумерного случая оказался значительно меньше, чем для одномерного. Этот факт объясняется тем, что после первоначального этапа ускорения методом пондеромоторно отжатых электронов следует этап направленного кулоновского разлёта двухкомпонентной мишени. В одномерных расчётах он отсутствовал в силу предполагавшейся неподвижности ионов золота. На этом этапе происходит разделение двух фракций ионов: более лёгкие оказываются впереди (рис.5, a) и в пренебрежении собственным кулоновским полем набирают одинаковую скорость, равную

максимальной скорости тяжёлых ионов (рис.5, $б$). Этот процесс демонстрирует рис.5, $в$, где приведена зависимость распределения ускоряемых ионов по энергиям от времени. Следует также отметить, что значительную часть своей энергии ионы железа в этом случае приобретают именно в ходе второго этапа – кулоновского разлёта. Для случая ускорения ионов радиационным давлением подобный эффект был описан в работе [36]. При этом сама идея использования многокомпонентных мишеней для получения моноэнергетических распределений ускоряемых ионов широко обсуждалась и ранее (см., напр., разд. 3.6 в [1] и ссылки в нём), а на уменьшение ширины энергетического пика при разлёте двухкомпонентной плазмы указывалось, например, в работе [37], где этот эффект назван «кулоновским поршнем». Развитие теории данного явления можно найти также в работе [38].

Особенность двумерного расчёта по сравнению с одномерным – то, что образованный в результате ускорения плазменный пучок не является квазинейтральным. Это, очевидно, обусловлено тем, что в многомерном случае кулоновские силы уменьшаются с расстоянием. Наличие полного заряда у образовавшегося пучка можно использовать, например, для его дальнейшего ускорения традиционными ускорителями. В то же время наличие полного заряда может быть отрицательным фактором, приводящим к кулоновскому взрыву образовавшегося пучка и ухудшению его свойств.

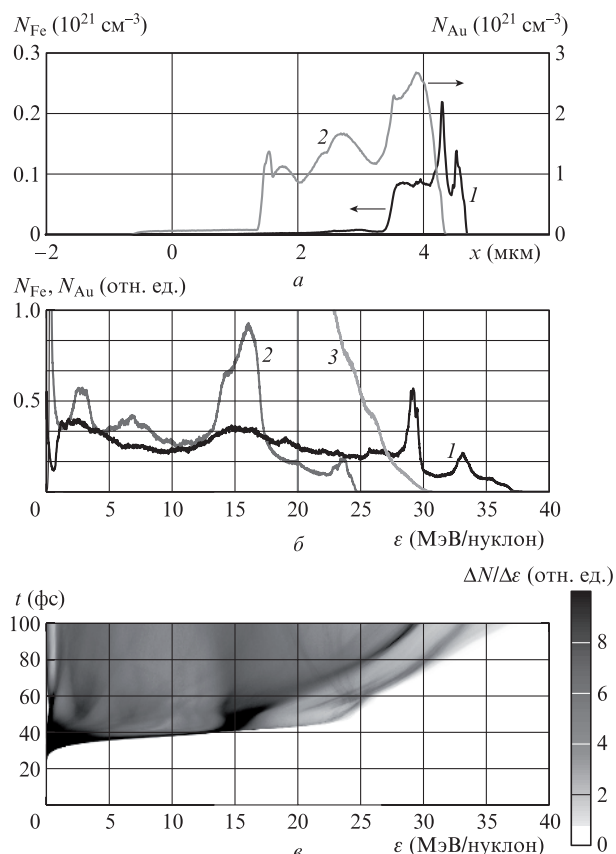


Рис.5. Результаты двумерного численного моделирования процесса ускорения ионов железа при длительности импульса 13.3 фс: распределения концентраций ионов железа (1) и золота (2) вдоль оси x в момент времени 100 фс после начала расчёта (а), распределения концентраций ионов железа в моменты времени 100 (1) и 50 фс (2) и золота в момент времени 100 фс (3) по энергиям (б), а также зависимость распределения ионов железа по энергиям от прошедшего с начала расчёта времени (в); ΔN – число ионов с энергией от ϵ до $\epsilon + \Delta \epsilon$.

Следует отметить, что согласно формуле (7) энергия, приобретаемая более лёгкими ионами, в обсуждаемой модели зависит только от плотности мишени, но не зависит от её толщины. Это отличает данный метод ускорения от других схем: в частности, уменьшение толщины мишени до некоторого оптимального значения при постоянной плотности мишени увеличивает энергию ускоряемых методом радиационного давления ионов [36], а сама энергия определяется погонной, а не объёмной плотностью мишени (см., напр., [39]). Это связано с тем, что в отличие от метода ускорения радиационным давлением при ускорении пондеромоторно отжатыми электронами более тяжёлые ионы играют исключительно роль фона, а процесс ускорения происходит в тонком приповерхностном слое мишени. Для подтверждения тезиса о том, что энергия приобретаемая ионами железа, не зависит от толщины мишени, были выполнены расчёты, результаты которых приведены на рис.6. Видно, что уменьшение толщины мишени практически не оказывает влияния на энергию ускоряемых ионов. Некоторое увеличение энергии с уменьшением толщины связано с её влиянием на энергию ионов золота, которая определяет дополнительную энергию, приобретаемую ионами железа в процессе кулоновского разлёта. В то же время отметим, что при толщине мишени меньше определённого порога формирование моноэнер-

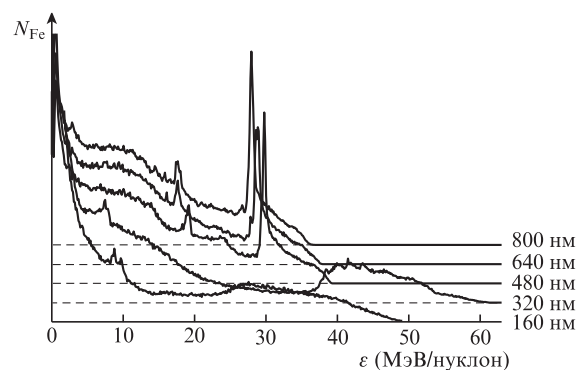


Рис.6. Энергетические спектры ионов железа, полученные в результате двумерного численного моделирования процесса их ускорения лазерным импульсом длительностью 8 фс при толщинах мишени от 160 до 800 нм (что соответствует 0.2λ и λ). Для наглядности оси абсцисс для различных толщин сдвинуты вдоль оси ординат.

гетического пика и, следовательно, эффективное ускорение ионов железа не происходит. Это связано с релятивистки индуцированным просветлением тонкой фольги, погонная концентрация электронов в которой становится меньше критического значения, определяемого выражением (см., напр., [15])

$$\sigma_{cr} = n_0 L_{cr} = 2a_0, \quad (10)$$

где критическая толщина мишени L_{cr} нормирована на c/ω .

Подчёркнём также, что предлагаемая в настоящей работе схема ускорения ионов требует применения циркулярно поляризованного излучения. Несмотря на то что, как правило, использование линейно поляризованного излучения той же мощности приводит к повышению энергии генерируемых ионов (обычно за счёт ухудшения качества пучка) [16, 40], для обсуждаемой схемы ускорения существенную роль играет формирование устойчивого поля разделения зарядов на облучаемой поверхности мишени за счёт эффективного отжатия электронов. При использовании линейно поляризованного излучения такое отжатие отсутствует, поскольку электроны совершают продольные осцилляции с периодом, равным половине периода лазерного поля. Следовательно, отсутствует и эффективное ускорение на начальном этапе взаимодействия, которое и обеспечивает большую часть приобретаемого ионами импульса. Данное утверждение может быть проиллюстрировано путём сравнения рис.7 и 5,в, где приведены соответственно энергетические спектры ускоряемых ионов для линейно и циркулярно поляризованных импульсов равной мощности и равной длительности. Во втором случае наблюдается эффективное ускорение в интервале времени $t = 35\text{--}45 \text{ фс}$, в результате которого основная масса ионов приобретает энергию $\sim 15 \text{ МэВ/нуклон}$ (что составляет чуть более половины их конечной энергии), в то время как в первом случае этот процесс отсутствует, и конечная энергия даже самых энергетичных ионов ниже. Данная особенность ещё ярче проявляется для более коротких импульсов, которые и формируют пучки наилучшего качества.

Двумерный расчёт позволяет оценить полный заряд и ток пучка, а также его коллимированность. Согласно приведённым расчётам, полное число ускоренных ионов (если считать размер пучка в направлении оси z равным его размеру в направлении оси y) составит 1.8×10^9 частиц, а их заряд – 7 нКл. Сформированный пучок имеет длитель-

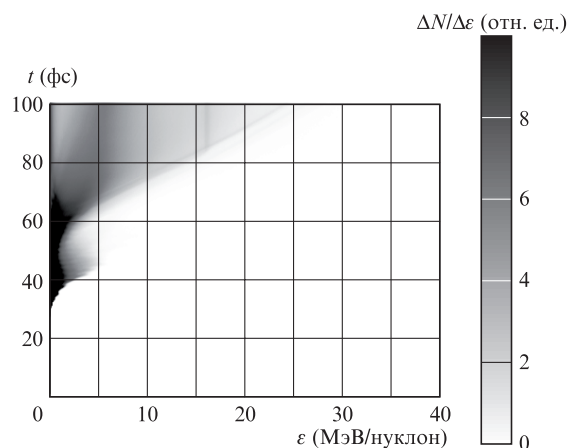


Рис.7. Зависимость распределения ионов железа по энергиям от прошедшего с начала расчёта времени, полученная при двумерном численном моделировании процесса ускорения ионов железа линейно поляризованным импульсом с длительностью 13.3 фс и максимальной интенсивностью 2×10^{22} Вт/см².

ность 5 фс, что обеспечивает ток 1.4 МА. Полная энергия, переданная пучку, равна 0.5 Дж, т.е. $\sim 0.2\%$ от первоначальной энергии лазерного импульса. Эмиттанс пучка составляет $5 \times 10^{-3} \pi$ мм·мрад, а его пиковая мощность – 80 ТВт, что на два порядка больше, чем планируется получить в рамках проекта FAIR [17].

Следует, однако, отметить, что в оптимальном режиме длительность импульса составляет всего 8 фс, что является, по всей видимости, недостижимым в ближайшем будущем для современных петаваттных лазерных систем. Увеличение длительности импульса приводит к ухудшению качества генерируемого ионного пучка, хотя энергия ионов в нём может быть и больше, чем в оптимальном режиме, за счёт того, что энергия более длинного импульса больше и может быть передана ускоряемым ионам в процессе направленного кулоновского взрыва. Относительно хорошие результаты получаются, в частности, для импульсов длительностью 15 фс (рис.8). Такие импульсы теоретически могут быть получены с использованием титан-сапфировых систем. Однако для более реалистичных длительностей (~ 30 – 40 фс) процесс ускорения практически полностью разрушается развивающимися поперечными неустойчивостями (которые, правда, можно скомпенсировать за счёт увеличения плотности плазмы, что, однако, негативно сказывается на энергии ускоряемых ионов).

В то же время следует отметить, что для процесса ускорения не так важна полная длительность импульса, как скорость нарастания его переднего фронта. В последнее время в литературе обсуждается возможность использования так называемых релятивистских затворов для управления передним фронтом сверхмощных импульсов [41]. Идея такого затвора заключается в использовании сверхтонкой (порядка нескольких нанометров) металлической фольги, которая при нормальном облучении лазерным излучением полностью его отражает. Однако, если интенсивность излучения превышает некоторое пороговое значение, скорость движения всех электронов в фольге сравнивается со скоростью света, что приводит к резкому уменьшению её отражательной способности [43, 15]. В этом случае проходящий импульс может иметь очень резкий – длительностью вплоть до одного полупериода поля – передний фронт.

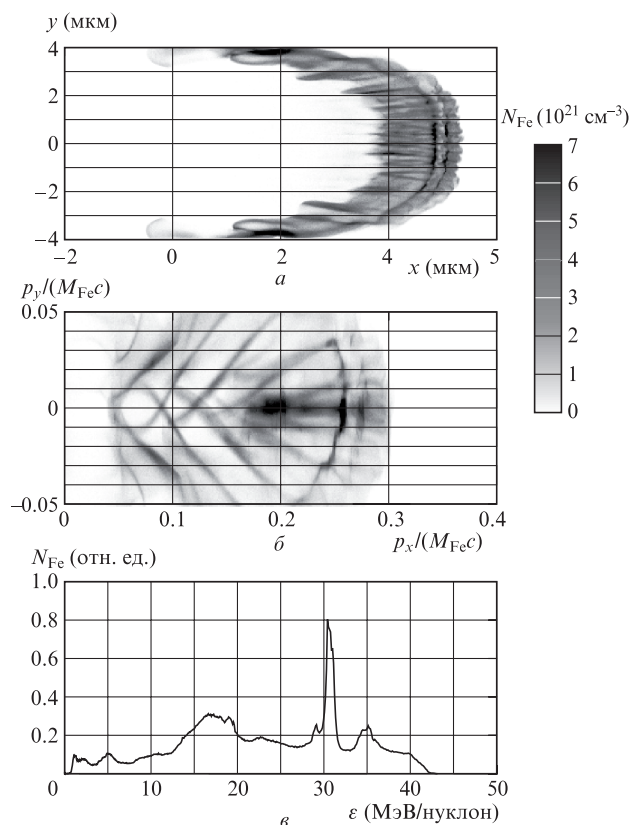


Рис.8. Результаты двумерного численного моделирования процесса ускорения ионов железа лазерным импульсом длительностью 15 фс (параметры расчёта приведены в тексте): пространственное распределение концентрации ионов железа (а), фазовая плоскость ионов железа (б) и распределение ионов железа по энергиям (в).

Идея релятивистского затвора может быть использована для профилирования лазерного импульса, пригодного для использования в предлагаемой схеме ускорения. Мы исследовали эту возможность путём численного моделирования. По сравнению с обычной схемой на расстоянии 1 мкм перед основной мишенью располагался слой золота с концентрацией 7.5×10^{20} см⁻³ и толщиной 270 нм (концентрация выбиралась из соображений простоты численного моделирования, а толщина – такой, чтобы просветление фольги происходило вблизи максимума интенсивности падающего импульса). Длительность импульса составляла 30 фс. Результаты моделирования приведены на рис.9. Сформулированный ионный пучок имеет плохое качество, но высокую энергию. Возможно, некая оптимизация этой схемы позволит получать и более качественные пучки.

В заключение отметим также, что в рамках настоящей работы практически не исследовалась зависимость результатов расчёта от положения слоя ионов железа и количества частиц в нём. В то же время в формировании пучка большую роль играет процесс кулоновского разлёта. И, как было показано в недавней работе [43], на этот процесс положение фракции лёгких ионов оказывает существенное влияние. Таким образом, можно ожидать, что, варьируя положение ускоряемых ионов, можно генерировать пучки многозарядных ионов и для относительно длинных импульсов без применения релятивистского затвора. Исследование этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

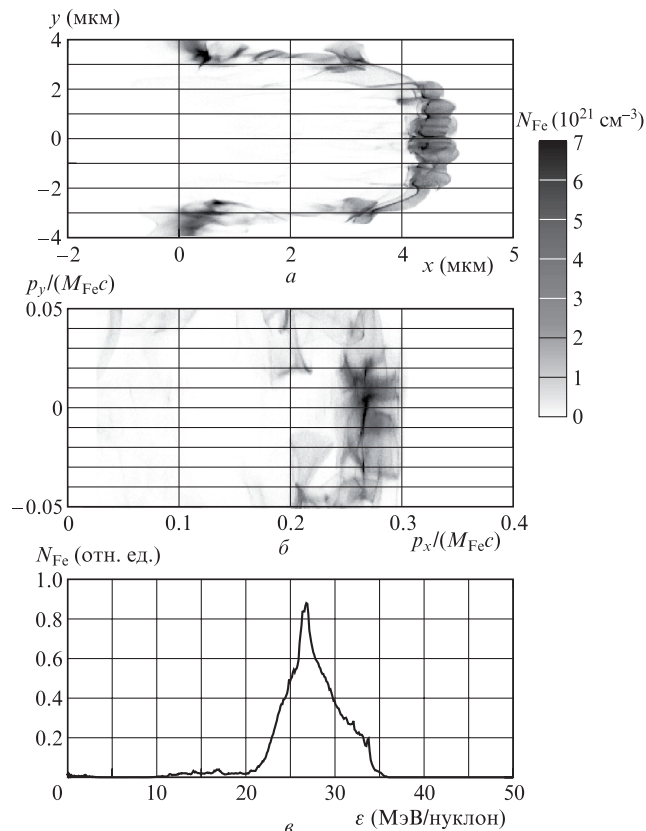


Рис.9. То же, что и на рис.8, но для импульса длительностью 30 фс и при использовании релятивистского затвора (см. текст).

4. Заключение

В работе проанализирована возможность генерации пучков многозарядных ионов при взаимодействии сверхмощного лазерного излучения с твердотельными мишенями. Показано, что в оптическом поле импульса фемтосекундной длительности возможно получение ионов с высокой кратностью ионизации (для ионов железа, использованных в качестве примера, степень ионизации равна 24), которые тем же полем могут быть ускорены до энергий порядка десятков МэВ/нуклон. Хотя для достижения наилучшего результата требуются лазерные импульсы длительностью ~ 8 фс, хорошие результаты могут быть получены и для импульсов длительностью 15 фс, а при использовании релятивистского затвора – и для произвольно длинных импульсов.

Сформированные пучки имеют относительно высокую степень моноэнергетичности и локализацию в пространстве, что обеспечивает высокие значения эмиттанса. Кроме того, большое количество ускоренных частиц позволяет получать токи более 1 МА и пиковую мощность в десятки тераватт. Такие пучки могут представлять интерес для экспериментальной ядерной физики, являясь принципиальной альтернативой малоточным пучкам высокоэнергетичных ионов, получаемых на традиционных ускорителях.

Работа была выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и РФФИ (гранты № 11-02-12293-офим-2011 и 12-02-31593-мол-а). Авторы также признательны Шведской национальной инфраструктуре для вычислений (Swedish National Infrastructure for Computing, SNIC), предоставившей возможность проведения численного моделирования на суперкомпьютерах Северного центра высокопроизводительных вычислений (High Performance Computing Center North, HPC2N).

1. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
2. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011).
3. Bulanov S.V. et al. *Phys. Lett. A*, **299**, 240 (2002).
4. Fourkal E. et al. *Med. Phys.*, **29**, 2788 (2002).
5. Tabak M. et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
6. Borghesi M. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **43**, A267 (2001).
7. Cowan T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 204801 (2004).
8. Hegelich B.M. et al. *Nature*, **439**, 441 (2006).
9. Schwoerer H. et al. *Nature*, **439**, 445 (2006).
10. Silva L.O. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 015002 (2004).
11. Yin L. et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056706 (2007).
12. Esirkepov T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 175003 (2004).
13. Macchi A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 165003 (2005).
14. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Ким А.В., Сергеев А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 662 (2007).
15. Gonoskov A.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 184801 (2009).
16. Henig A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 245003 (2009).
17. Tahir N.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 035001 (2005).
18. Korzhimanov A.V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 245008 (2012).
19. Milosevic N., Krainov V.P., Brabec T. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 193001 (2002).
20. Hertzheim H.G., Keitel C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 083003 (2009).
21. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
22. Chin S.L., in *Advances in Multiphoton Processes and Spectroscopy* (Singapore: World Scientific, 2004, Vol. 16, p. 249).
23. Ilkov F.A., Decker J.E., Chin S.L. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **25**, 405 (1992).
24. Попов В.С. *УФН*, **174**, 921 (2004).
25. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986).
26. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Курс теоретической физики: Учебное пособие для вузов Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М.: Физматлит, 2008, с. 363).
27. Nakamura T. et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 113107 (2010).
28. Sgattoni A. et al. *Phys. Rev. E*, **85**, 036405 (2012).
29. Cattani F. et al. *Phys. Rev. E*, **62**, 1234 (2000).
30. Siminos E. et al. *Phys. Rev. E*, **86**, 056404 (2012).
31. Filbet F., Sonnendrocker E., Bertrand P. *J. Comput. Phys.*, **172**, 166 (2001).
32. Yee K. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **14**, 302 (1966).
33. Burza M. et al. *New J. Phys.*, **13**, 013030 (2011).
34. Korzhimanov A.V., Gonoskov A.A. *Proc. 22nd Int. Conf. on Numerical Simulations of Plasma* (Princeton, USA, 2011).
35. <http://www.ipfran.ru/english/structure/lab334/simlight.html>.
36. Bulanov S.S. et al. *Phys. Rev. E*, **78**, 026412 (2008).
37. Brantov A.V. et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 122705 (2006).
38. Brantov A.V. et al. *Phys. Plasmas*, **16**, 043107 (2009).
39. Esirkepov T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 105001 (2006).
40. Brantov A.V. et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **653**, 62 (2011).
41. Nam I. et al. *Phys. Rev. E*, **85**, 026405 (2012).
42. Vshivkov V.A. et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998).
43. Говрас Е.А., Быченков В.Ю., Брантов А.В. *ЖЭТФ*, **141**, 859 (2012).