

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Сверхсильные световые поля

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 29 октября 2014 г.*

PACS numbers: 01.10.-m, 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501e.0077

29 октября 2014 г. в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась Научная сессия Отделения физических наук РАН "Сверхсильные световые поля".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Быченков В.Ю.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Лазерное ускорение ионов: новые результаты, перспективы применения.*

2. **Костюков И.Ю.** (Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород). *Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы.*

3. **Жёлтиков А.М.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва). *Нелинейная оптика сверхкоротких импульсов в среднем инфракрасном диапазоне.*

4. **Нарожный Н.Б., Федотов А.М.** (Научно-исследовательский ядерный университет "Московский инженерно-физический институт", Москва). *Квантовоэлектродинамические каскады в интенсивном лазерном поле.*

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: 52.38.Kd, 52.50.Jm, 52.65.Rr, 87.57.uh
DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501f.0077

Лазерное ускорение ионов: новые результаты, перспективы применения

**В.Ю. Быченков, А.В. Брантов,
Е.А. Говрас, В.Ф. Ковалёв**

Даётся краткий обзор недавних результатов теории и численного моделирования ускорения ионов из различных мишеней, облучаемых мощными фемтосекундными лазерными импульсами. Представленные результаты включают в себя оптимизацию лазер-плазменного ускорения ионов по толщине твердотельной мишени; новую зависимость энергии ускоренных протонов из полупрозрачной фольги от энергии падающего импульса; теоретическую

В.Ю. Быченков, А.В. Брантов, Е.А. Говрас, В.Ф. Ковалёв. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ; Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, РФ
E-mail: bychenkov@lebedev.ru

модель разлёта плазменного слоя в вакуум при заданной температуре нагретых электронов, охватывающую произвольный режим ускорения частиц — от квазинейтрального растекания плазмы до кулоновского взрыва; аналитические теории релятивистского кулоновского взрыва сферической микромицени и радиального пондеромоторного ускорения ионов из лазерного канала в прозрачной плазме; результаты оптимизационных расчётов по наработке изотопов для медицины с помощью лазеров следующего поколения.

Ключевые слова: лазерный импульс, мишень, ускорение частиц, лазерный канал, разлёт плазмы, кулоновский взрыв, получение изотопов

1. Введение

Лазерные методы ускорения заряженных частиц до высоких энергий заявили о своём приоритете в лазерной физике высоких плотностей энергии сразу же после появления мультитераваттных фемто- и субпикосекундных лазеров в конце XX в. И если за прошедшее время наблюдается непрерывный прогресс в повышении энергии лазерно-ускоренных электронов, которая за десятилетие возросла от нескольких МэВ до нескольких ГэВ, то совсем иная ситуация наблюдается с ионами (в основном — с протонами), энергия которых до сих пор не превысила 70 МэВ на нуклон [1], если основываться на рецензированных литературных источниках. На первый взгляд, вообще трудно говорить о сколько-нибудь значимом прогрессе в лазерно-инициируемом ускорении тяжёлых частиц, если принять во внимание то, что один из первых результатов, пятнадцатилетней давности, ускорения протонов — $\epsilon \approx 58$ МэВ [2] — формально близок к современным достижениям [1]. Однако с учётом того, что результат [2] получен для 400-джоульного импульса, а результат [1] — для 80-джоульного, прогресс очевиден, хотя и не так впечатляющ, как для лазерного ускорения электронов.

В отличие от конверсии лазерной энергии в ускорение электронов, конверсия энергии лазера в ускорение ионов дополняется преобразованием энергии электронов сначала в квазистатическую энергию поля, а затем трансформацией последней в энергию ионов. Естественно, что такая более длинная цепочка трансформации лазерной энергии (лазер — электроны — поле — ионы) уже не так эффективна и для получения пучков ионов с максимальными энергиями и числом частиц требуется соответствующая оптимизация. Важным этапом в поиске путей по-

вышения эффективности ускорения ионов явилось установление факта возрастания максимальной энергии ионов с уменьшением толщины мишени, который отчётливо наблюдается в экспериментах с лазерным импульсом, имеющим высокий контраст по интенсивности [3–6], что позволяло предотвращать преждевременное разрушение мишени до прихода на неё основного импульса. Правда, требующаяся сохранность ультратонкой мишени до сих пор не реализована в полной мере из-за всё ещё недостаточного контраста, несмотря на то что последний был повышен на много порядков величины, по сравнению с использовавшимся ранее, благодаря применению двойного плазменного зеркала [6]. Тем не менее кардинальное улучшение качества импульса уже позволило вплотную приблизиться к определению требуемых значений толщины мишеней для фемтосекундных лазерных импульсов мультиджоульной энергии и получить обнадёживающий результат по генерации протонов с энергией 21 МэВ для 3-джоульного лазерного импульса, имеющего на несколько порядков меньшую энергию, чем импульсы лазеров-рекордсменов по ускорению ионов.

Тонкие мишени позволяют лазерному импульсу нагреть и ускорить электроны в фокальном пятне по всей толщине фольги. Электроны, покидающие указанный объём мишени, освобождают кулоновскую энергию этого объёма, которая идёт на ускорение ионов. Эта энергия максимальна для толщины мишени, определяемой балансом кулоновского, E_C , и лазерного, E_{las} , полей, т.е. $E_C = E_{\text{las}}$, поскольку в противном случае либо лазерное поле оказывается слишком слабым для того, чтобы удалить электроны из фольги, либо электронов слишком мало из-за недостаточной толщины фольги l , что следует из пропорциональности $E_C \propto l$. Указанное условие даёт $l = l_{\text{opt}} \approx a_0(\lambda/\pi) n_c/n_e$, где n_e — плотность электронов плазмы, n_c — критическая плотность плазмы, $n_c = m_e/(4\pi e^2 \omega^2)$, $a_0 = 0,85 \{I[\text{Вт см}^{-2}] (\lambda [\text{мкм}])^2 10^{-18}\}^{1/2}$ — стандартная безразмерная амплитуда лазерного поля с длиной волны λ . Легко проверить, что именно это условие определяет порог релятивистской прозрачности слоя плазмы [8], что обеспечивает наличие лазерного поля всюду внутри мишени и её полупрозрачность. Поскольку электроны выбрасываются преимущественно за тыльную сторону мишени, ускорение ионов следует трактовать как направленный кулоновский взрыв [11]. Очевидно, что приведённая выше оптимальная толщина мишени l_{opt} , установленная из качественных рассуждений, должна количественно уточняться, подобно тому как это делалось в упрощённой двумерной численной модели на основе метода частиц в ячейках (англ. Particle-in-Cell, PIC) [9]. В настоящей статье мы приводим результаты такой работы с использованием трёхмерного PIC-моделирования, а также представляем соответствующую упрощённую модель, описывающую зависимость максимальной энергии ионов от параметров лазера и плазменной мишени [10].

Большинство современных исследований по лазерному ускорению ионов фемто- и субфемтосекундными импульсами ориентировано именно на использование тонких плоских мишеней твердотельной плотности (фольг), которые являются наиболее простыми в изготовлении (ср., например, со сложной мишенью [1]) и допускают достаточно простую оптимизацию применительно к заданным параметрам лазерного импульса.

Лазерное ускорение ионов из таких мишеней (прежде всего, протонов и дейtronов) вызывает повышенный интерес ввиду возможных перспектив применения пучков ионов в управляемом термоядерном синтезе [12, 13], ядерной физике [14], радиографии [15, 16], ядерной фармакологии [17, 18], адронной и нейтронной терапии [19, 20]. В разделе 4 на двух примерах мы раскрываем возможности оптимальной схемы лазерного получения медицинских изотопов с использованием тонких мишеней твердотельной плотности для обсуждаемого сейчас лазера нового поколения ICAN (International Coherent Amplification Network) [21].

Конечно, современные трёхмерные кинетические численные коды позволяют моделировать ускорение частиц при взаимодействии коротких лазерных импульсов с различными мишенями. Однако численные расчёты ввиду их высокой ресурсозатратности и наличия в них многопараметрических зависимостей должны предваряться и (или) проверяться теоретическими построениями, дефицит которых, всё ещё ощущимый в лазерной физике высоких энергий, сдерживает нахождение новых оптимальных схем лазерного ускорения ионов. Задача таких теоретических моделей, пусть и достаточно упрощённых, состоит в том, чтобы выявить характерные зависимости ускорения частиц от параметров мишени и очертить область значений этих параметров, представляющую наибольший интерес для получения пучков наилучшего качества, а также предложить новые схемы ускорения и заглянуть вперёд с целью оценки возможных эффектов для лазерных систем следующих поколений. В связи с этим мы включили в данную статью примеры аналитических теорий ускорения ионов из газовой плазмы и кластера.

2. Оптимизация лазерно-плазменного источника высокоэнергетичных ионов

Поиск оптимальных мишеней для различных режимов лазерного ускорения ионов является ключевым [22]. Взаимодействие мощных коротких лазерных импульсов с веществом — это сложный нелинейный процесс, для моделирования которого нами используется трёхмерный полностью релятивистский код Mandor [23] для решения системы уравнений Максвелла – Власова методом частиц в ячейках.

2.1. Численное моделирование

Для установления оптимальной толщины твердотельной мишени из фольги была проведена серия трёхмерных расчётов ускорения протонов ультракороткими ($\tau = 30$ фс) лазерными импульсами, сфокусированными в пятно размером $d = 4\lambda$, определяемым по полуширине интенсивности. Не ограничивая общности полученных результатов, будем считать, что длина волны лазера $\lambda = 1$ мкм. Максимальная интенсивность лазера на мишени изменялась от $I = 5 \times 10^{18}$ Вт см $^{-2}$ до $I = 5 \times 10^{22}$ Вт см $^{-2}$, что отвечало изменению полной энергии лазерного импульса от 0,03 Дж до 300 Дж.

Для того чтобы проанализировать влияние размера d пятна фокусировки лазера на ускорение протонов, была также проведена серия расчётов для острой фокусировки лазерного импульса вблизи дифракционного предела ($d = 2$ мкм). Такая фокусировка описывалась с помощью точных электромагнитных полей, отвечающих

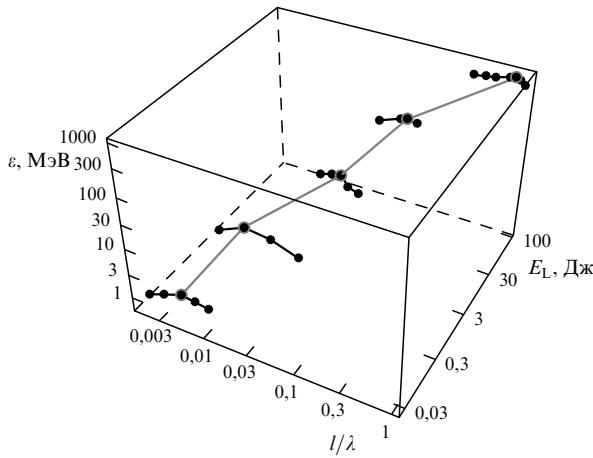


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии протонов ε от толщины мишени l и энергии лазера E_L для $d = 4$ мкм.

фокусировке параболическим зеркалом. Для больших пятен использовались гауссовые пучки. Лазерный импульс фокусировался на переднюю сторону тонких плазменных мишеней (CH_2), состоящих из электронов, протонов и полностью ионизованных атомов углерода (C^{6+}). Плотность электронов в мишени составляла $200 n_c$, что отвечает твердотельной массовой плотности CH_2 ($1,1 \text{ г см}^{-3}$). Для каждой интенсивности толщина мишени изменялась вблизи предсказанного теоретически оптимального значения l_{opt} в диапазоне от 3 нм до 1 мкм.

Максимальная энергия протонов как функция толщины мишени и энергии лазера, полученная по результатам моделирования (рис. 1), показывает, как отмечалось выше, существование оптимальной толщины мишени. Оптимальная толщина мишени возрастает линейно с увеличением амплитуды лазерного поля, $l_{\text{opt}} = -0,5\lambda_0 n_c / n_e$, где численный коэффициент 0,5, почти не зависящий от размера пятна фокусировки, несколько больше предсказанного теоретически значения $1/\pi$ [8]. Мишень оптимальной толщины частично прозрачна для лазерного света, так что электроны в фокальном объеме нагреваются практически равномерно и выбрасываются из плазмы в направлении вперед, создавая сильное поле разделения заряда [24]. В этом поле происходит ускорение ионов по схеме направленного кулоновского взрыва [11]. Лазерный импульс после удаления им большого числа электронов из фокальной области может проникнуть еще глубже, и, поскольку лазерные импульсы оказываются в состоянии эффективно прогреть более толстые мишени, полученное значение оптимальной толщины несколько превышает теоретическое.

На рисунке 2 представлена зависимость максимальной энергии протонов от энергии лазерного импульса. Результаты моделирования хорошо аппроксимируются степенным скейлингом $\varepsilon_{\text{max}} \propto E_L^{0.7}$, что отличается от корневой зависимости, предложенной ранее [9]. При заданной энергии лазерного импульса более острая фокусировка приводит к увеличению максимальной энергии протонов. Число быстрых частиц увеличивается с возрастанием энергии лазера.

Для того чтобы лучше понять природу полученного скейлинга энергии протонов, было проанализировано

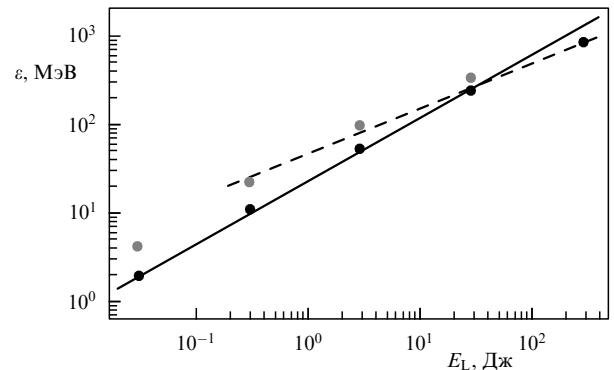


Рис. 2. Зависимость максимальной энергии протонов для оптимальной толщины мишени от энергии лазера для $d = 4$ мкм (тёмные кружки) и $d = 2$ мкм (светлые кружки). Сплошная и штриховая линии отвечают соответственно скейлингам $\varepsilon [\text{МэВ}] = 22 (E_L [\text{Дж}])^{0.7}$ и $\varepsilon [\text{МэВ}] = 45 (E_L [\text{Дж}])^{0.5}$ [9].

поглощение лазерного света полупрозрачными мишеними. Коэффициент поглощения энергии лазера A мы определили как отношение суммарной кинетической энергии всех частиц к начальной энергии лазера. Для наших параметров коэффициент поглощения энергии импульсов длительностью 30 фс мишениями с оптимальной толщиной возрастает с увеличением лазерной энергии — от 10 % для 0,03-джоульного лазера до 30 % для 30-джоульного лазера — и определяется следующим соотношением: $A = 0,15 E_L^\beta$, где $\beta \sim 0,2$. Поскольку энергия ускоренных ионов пропорциональна характерной энергии электронов, а последняя возрастает как функция именно поглощенной лазерной энергии, возникает более сильная зависимость ε от E_L , чем зависимость $\varepsilon_{\text{max}} \propto E_L^{0.5}$, отвечающая обычному пондеромоторному скейлингу [28], не учитывающему повышения коэффициента поглощения при оптимизации толщины мишени.

2.2. Теоретическая модель

В этом разделе мы продемонстрируем, как простая полуаналитическая теория может качественно описать результаты сложного моделирования для нахождения максимально возможной энергии ускоренных ионов из тонких плоских мишеней. Предположим, что плазма занимает слой толщиной l вдоль оси x . Поперечный размер плазмы ограничен фокальным пятном лазера $\pi d^2/4$. Для простоты мы рассмотрим плазму с одним сортом ионов, которые изначально покоятся в области $-l/2 < x < l/2$. Во время последующего движения ионов электроны плазмы, остающиеся в равновесии с электростатическим полем, описываются Больцмановским распределением с эффективной температурой T_e : $n_e(x, t) = n_{e0} \exp(e\varphi(x, t)/T_e)$, где n_{e0} — начальная плотность электронов в центре фольги. Температура электронов зависит от интенсивности лазера, и она может быть функцией времени ввиду адиабатического остывания электронов после выключения лазерного импульса. Разлёт плазмы при $t > 0$ будет симметричным по отношению к плоскости $x = 0$. На небольших расстояниях, $x_f < d$, где $x_f(t)$ — положение ионного фронта, трёхмерные эффекты вследствие конечности поперечного размера плазмы будут несущественными, и разлёт можно считать одномерным. Движение ионов плазмы в этом

случае описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi'' &= 4\pi(e n_e(x, t) - Z n_i(x, t)), \\ \varphi'|_{x=0} &= 0, \quad \varphi'|_{x=\infty} = 0, \\ M \ddot{x} &= -Ze \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \dot{x}(0) = 0, \\ x(0) &= x_0, \quad 0 \leq x_0 \leq \frac{l}{2}, \\ n_i(x, t) &= n_0 \left| \frac{\partial x}{\partial x_0} \right|^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Введём безразмерные переменные, в которых пространственная координата x измеряется в единицах $l/2$, время t нормировано на $1/\omega_{pi}$, а плотности n_i и n_e нормированы на n_0 , значения энергии ZT_e и $Ze\varphi$ выражены в единицах $4\pi(Ze)^2 n_0 (l/2)^2$. Плотность n_{e0} , которая определяется начальной плотностью ионов n_0 и их зарядом Z , имеет простую приближённую зависимость от начальной температуры: $n_{e0} = Zn_0(1 + 2T_{e0})^{-1}$ [25]. На данный момент аналитические решения системы (1) найдены лишь для случая $\lambda_{De} \ll l$, т.е. для квазинейтрального разлёта, $T_e \rightarrow 0$, [26], и случая $\lambda_{De} \gg l$ — кулоновского взрыва, $T_e \rightarrow \infty$ [27]. При квазинейтральном разлёте $n_i \approx n_e$ и электрическое поле на фронте ионов имеет вид $E_1 = 2(T_e)^{1/2}/(2e + t^2)^{1/2}$ [26], где $e = 2,71828\dots$. В обратном пределе (кулоновский взрыв) $n_i = 1/x_f(t)$ и $E_1 \equiv 1$ [27].

Чтобы получить приближённое решение системы (1) для произвольного отношения λ_{De}/l , избежав при этом трудоёмкого самосогласованного вычисления плотности ионов, мы нашли интерполяционное выражение для $n_i(x, t)$, справедливое для произвольной температуры T_e . Из уравнения Пуассона в (1) следует, что $E_1 = \int_0^{x_f} (n_i(x, t) - n_e(x, t)) dx$. Если выбрать $n_i(x, t) = n_e(x, t) + E_1/x_f$, то соотношение для E_1 автоматически выполняется и получаются правильные предельные переходы в режимы квазинейтрального разлёта и кулоновского взрыва. Решая уравнение Пуассона в (1) с такой плотностью ионов, мы находим неявное выражение для функции $E_1(x_f)$:

$$(E_1)^{-1} = 1 + \sqrt{\frac{x_f E_1}{2T_e}} \exp\left(\frac{x_f E_1}{2T_e}\right) \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{x_f E_1}{2T_e}}\right), \quad (2)$$

где $\operatorname{erf}(z) = \int_0^z \exp(-t^2) dt$. Мы полагаем, что электроны плазмы постоянно подогреваются лазером до некоторой характерной температуры T_{e0} во время действия им-

пульса $t < \tau$. После выключения лазерного импульса, $t > \tau$, электроны начнут адиабатически остывать, как описано в работе [29]. Временна зависимость температуры электронов в таком случае может быть выражена следующим образом:

$$T_e(t) = T_{e0} \left[\Theta(\tau - t) + \frac{\Theta(t - \tau)}{1 + (t - \tau)^2/t_c^2} \right], \quad (3)$$

где $\Theta(t)$ — функция Хевисайда, а характерное время остывания определяется как $t_c = L/\sqrt{2}c_s$. Здесь L — характерный пространственный масштаб ионной плотности, c_s — скорость ионного звука. В качестве характерных значений мы выбираем $L = x_f(\tau)$ и $c_s = \sqrt{T_{e0}}$.

Когда ионная плазма разлетается на расстояния $x_f \sim L_1 = 1 + d$, необходимо учитывать быстрое убывание ускоряющего поля. Из-за конечности объёма, занимаемого плазмой, ускоряющее поле будет убывать $\propto x^{-2}$ для $x_f \gg L_1$. Сшивая две асимптотики поля на фронте: E_1 из выражения (2) для $x_f < L_1$ и $E_1(L_1)/(x - L_1)^2$ для $x_f \gg L_1$, можно предложить гладкую зависимость, справедливую для произвольного положения фронта x_f . Кроме того, действие лазерного импульса вносит асимметрию в разлёт плазмы, так как все электроны из мишени ускоряются с тыльной стороны в направлении вперед. Мы будем считать, что из-за этого электрическое поле при $x > 0$ в два раза превышает значение E_1 из (2), полученное для симметричного разлёта горячего плазменного слоя в вакууме. Окончательно электрическое поле на фронте ионной плазмы в произвольный момент времени может быть выражено следующим образом:

$$E(x_f) = \begin{cases} 2E_1(x_f), & x_f \leq L_1, \\ 2E_1(L_1)[1 + (x_f - L_1)^2]^{-1}, & x_f > L_1, \end{cases} \quad (4)$$

где временная эволюция температуры электронов, входящей в уравнение (2) для E_1 , даётся формулой (3). Решая уравнение движения из (1) для ионов, находящихся на фронте расширяющейся плазмы, с электрическим полем $E(x_f)$, определяемым выражением (4), можно получить максимальную энергию ионов $\varepsilon_{max} = (\dot{x}_f)^2/2$ и её зависимости от длительности импульса, размера пятна фокусировки и электронной температуры, которая однозначно связана с энергией лазерного импульса.

Соответствующие зависимости максимальной энергии протонов от диаметра пятна фокусировки и длитель-

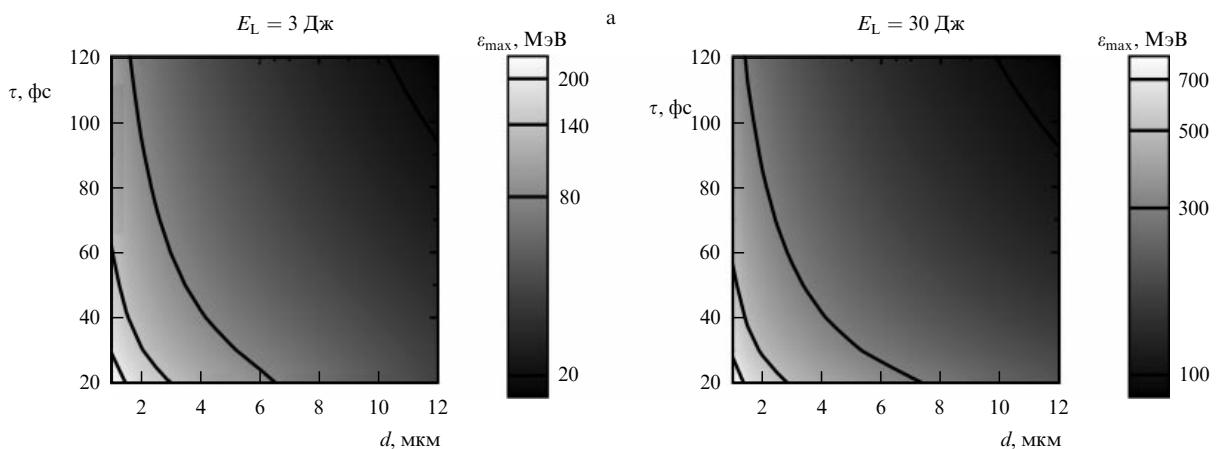


Рис. 3. Максимальная энергия протонов в зависимости от диаметра пятна фокусировки d и длительности импульса τ для водородной фольги с плотностью $n_e = 200n_{cr}$ и оптимальной толщиной l_{opt} .

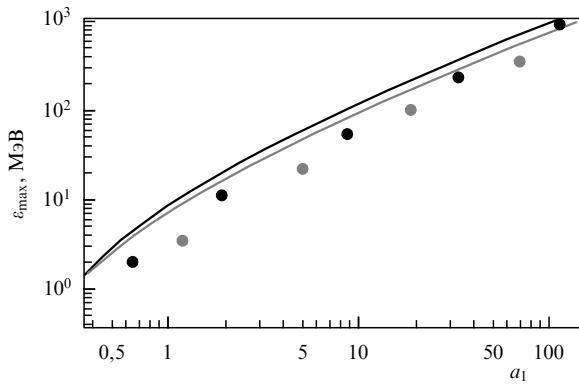


Рис. 4. Максимальная энергия протонов в зависимости от амплитуды поглощённого лазерного поля a_1 . Кружки отвечают результатам моделирования, а кривые — теоретическим зависимостям. Параметры лазера: $d = 2$ мкм, $\tau = 30$ фс (кружки и кривые серого цвета), $d = 4$ мкм, $\tau = 30$ фс (кружки и кривые чёрного цвета).

ности импульса при фиксированной полной энергии лазера (3 и 30 Дж) приведены на рис. 3. Температура электронов T_{e0} находилась из известного пондеромоторного скейлинга [28], $T_{e0} \propto m c^2 [(1 + (a_1)^2)^{1/2} - 1]$, но с учётом того, что нагрев связан именно с поглощённой энергией, т.е. a_1 — это не вакуумная амплитуда лазерного поля, $\propto E_L \propto a_0$, а амплитуда, вычисленная по поглощённой энергии, $a_1 = a_0 \sqrt{A}$. Теоретические результаты, представленные на рис. 3, согласуются с результатами моделирования, которые показывают (см. рис. 2), что при заданных энергии и длительности лазерного импульса расфокусировка будет приводить к уменьшению энергии ионов, несмотря на возможность увеличения эффективной длины ускорения. Как видно из рис. 3, с увеличением размера пятна фокусировки зависимость конечной энергии от длительности импульса становится слабее. Это связано с тем, что диаметр пятна определяет характерную длину ускорения L_1 . Если время, за которое осуществляется ускорение, меньше полной длительности импульса, то происходит неполное вложение энергии электростатического поля в энергию ионов из-за перехода разлёта в трёхмерный режим, сопровождающийся сильным уменьшением ускоряющих полей. Таким образом, существует некоторое оптимальное соотношение между длительностью импульса и размером пятна фокусировки: для наиболее эффективной конверсии лазерной энергии в энергию ускоренных частиц длительность импульса не должна превышать характерного времени ускорения частиц (определенного как время разлёта плазмы на расстояния порядка диаметра пятна).

На рисунке 4 проводится сравнение максимальных энергий протонов из мишеней оптимальной толщины, полученных в численных расчётах (кружки) и аналитически (кривые). Видно, что теория корректно воспроизводит зависимость максимальной энергии от лазерной интенсивности. Так как в теории мы рассматривали однокомпонентную водородную мишень, аналитические кривые на рис. 4 лежат выше результатов моделирования (до 30 %). Это объясняется тем, что в двухкомпонентной мишини из CH_2 ионы углерода также ускоряются, расходуя часть вложенной энергии импульса. Тем не менее кривые на рис. 4 демонстрируют, что на качественном уровне простая теория правильно воспроизводит зависимость энергии протонов от параметров лазера, обладая

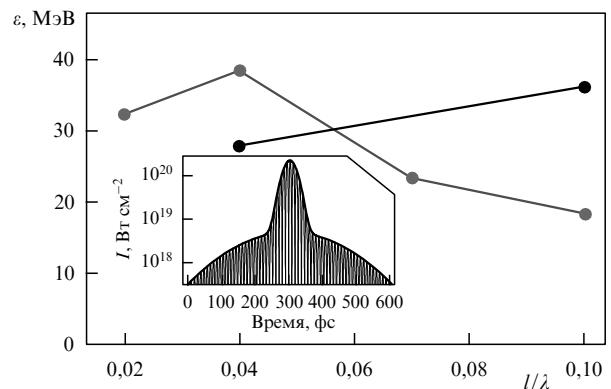


Рис. 5. Зависимость максимальной энергии протонов от толщины лазерной мишени, облучаемой лазерным импульсом с энергией 2 Дж с идеальным контрастом (серые кружки) и со сложным профилем (показанным на вставке) пикосекундного предимпульса (чёрные кружки).

предсказательной силой для разных параметров лазерного импульса.

3. Проблема контраста и перспективы малоплотных мишеней

Практическая реализация рассмотренного в разделе 2 механизма эффективного ускорения протонов из ультратонких фольг оптимальной толщины непосредственно связана с возможностью получения на практике лазерных импульсов с высоким контрастом по интенсивности. Современные технологии с использованием двойного плазменного зеркала позволяют достигать контраста на уровне до 10^{15} на наносекундном масштабе. Вместе с тем даже сравнительно незначительные крылья лазерного импульса на пикосекундном масштабе могут приводить к разрушению мишени оптимальной толщины до прихода основного импульса [24, 30]. Чтобы оценить влияние такого предимпульса на ускорение ионов, было проведено моделирование воздействия на мишень лазерного импульса с "крыльями", фактически являющимся суперпозицией двух гауссовых импульсов: одного с длительностью 45 фс и пиковой интенсивностью $I = 2,25 \times 10^{20}$ Вт cm^{-2} (основной импульс) и другого — с длительностью 300 фс и $I = 5 \times 10^{18}$ Вт cm^{-2} ("крылья") (временной профиль импульса приведён на вставке к рис. 5). В качестве мишени использовался полностью ионизованный слой плазмы, состоящий из электронов, протонов и ионов углерода C^{+6} . Плотность электронов отвечала $100n_c$, а толщина мишени изменялась от 20 до 100 нм.

Результаты численного эксперимента демонстрируют, что предимпульс способен разрушить мишень с оптимальной толщиной (40 нм) до прихода основного импульса, что приводит к уменьшению максимальной энергии протонов от 40 МэВ (полученной для лазера с идеальным контрастом) до 30 МэВ (см. рис. 5), несмотря даже на то, что в предимпульсе содержится дополнительно порядка 20 % энергии. Это связано с размытием резкой границы плазма–вакуум на тыльной стороне мишени, что вызывает уменьшение электростатического поля разделения заряда, ускоряющего ионы. В то же время рассматриваемый относительно короткий предимпульс не способен полностью разрушить более

толстую мишень неоптимальной толщины (100 нм), и его воздействие на такую мишень приводит только к возникновению преплазмы с плотностью электронов ниже или порядка критической, в которой энергия основного лазерного импульса более эффективно преобразуется в энергию горячих электронов. В последнем случае максимальная энергия протонов достигает 37 МэВ, что больше, чем в случае воздействия на ту же мишень толщиной 100 нм идеального импульса (19 МэВ).

Таким образом, проведённое моделирование показывает, что полное разрушение мишени приводит, как правило, к уменьшению эффективности ускорения ионов. В то же время появление на переднем фронте мишени малоплотной плазмы позволяет более эффективно ускорять электроны и создавать более выгодные условия для ускорения ионов.

В связи с тем что современные технологии позволяют получать малоплотные плоские мишени (аэрогели, нанопористые материалы), отвечающие плотности электронов от нескольких критических значений до нескольких десятков критических значений [31], возникает вопрос: не позволит ли использование таких мишеней более эффективно ускорять ионы, несмотря на конечный контраст лазерного импульса? Отметим, что уже имеется ряд примеров, свидетельствующих о целесообразности использования мишеней с окологритической плотностью [32, 33]. На основе численного моделирования методом частиц в ячейках была показана возможность повышения максимальной энергии протонов с уменьшением плотности водородосодержащей мишени для линейно поляризованного лазерного импульса в реалистической трёхмерной геометрии [34].

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с веществом было выполнено для лазерного импульса с длительностью 30 фс и энергией 3 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм на поверхность полностью ионизованной CH₂-мишени, плотность электронов которой изменялась от твердотельной, равной 200 критических плотностей, до плотности, отвечающей 10 критическим электронным плотностям. Изменение максимальной энергии протонов в зависимости от поверхностной плотности облучаемых мишеней $n_{el}/(n_c\lambda)$ показано на рис. 6. Как и прежде, видно, что для каждой мишени существует оптимальная толщина, возрастающая с уменьшением плотности.

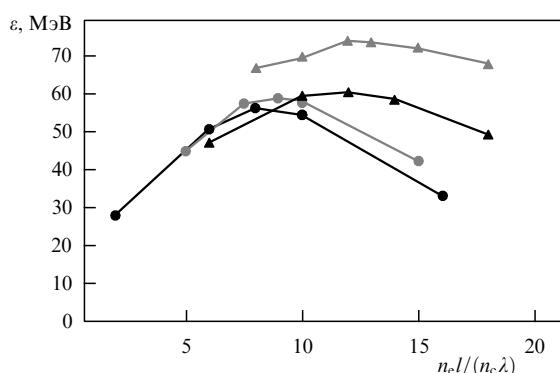


Рис. 6. Зависимость максимальной энергии протонов от безразмерной поверхностной плотности $n_{el}/(n_c\lambda)$ мишени. Использовавшиеся плотности: 200 n_c (чёрные кружки), 50 n_c (серые кружки), 20 n_c (чёрные треугольники) и 10 n_c (серые треугольники).

число вовлечённых во взаимодействие электронов, определяемое поверхностной плотностью, остаётся почти одинаковым для оптимальных толщин мишеней. Напомним, что оптимальная толщина мишени соответствует полупрозрачной мишени, т.е. частично отражающей и частично пропускающей лазерный импульс [30]. Видно, что максимальная энергия протонов возрастает с уменьшением плотности мишени. При этом если снижение плотности от 200 n_c до 20 n_c приводит лишь к незначительному возрастанию максимальной энергии (от 56 до 60 МэВ), то дальнейшее уменьшение плотности до 10 n_c позволяет увеличить энергию протонов на 30 %, т.е. до 73 МэВ.

При снижении плотности мишени наиболее энергетичные протоны испускаются с передней облучаемой поверхности мишени. Эти протоны получают начальное ускорение полем разделения зарядов от электронов, отжимаемых от фронтальной поверхности пондеромоторной силой переднего фронта короткого светового импульса, а затем дополнительно ускоряются в поле разделения заряда, создаваемом нагретыми электронами у задней поверхности мишени, подобно тому как это происходит согласно стандартному механизму ускорения ионов. При этом если протоны достигают задней поверхности мишени одновременно с достижением на мишени максимума интенсивности лазерного импульса, то полное ускорение протонов будет наиболее эффективным, что и реализуется в рассматриваемом случае для мишеней с плотностью в 10 n_c .

Таким образом, при синхронизации длительности импульса с оптимальной толщиной мишени наиболее эффективно реализуется двухстадийный режим ускорения, в котором максимальную энергию приобретают протоны, ускоренные с передней поверхности мишени.

Возможность на треть увеличить энергию лазерно-ускоренных протонов только за счёт использования малоплотных мишеней, безусловно, представляет практический интерес. Это прежде всего важно для использования короткоимпульсных мощных лазеров в целях инициирования ядерных реакций [14], поскольку даже незначительное увеличение энергии ускоренных частиц может предоставить возможность осуществления новых ядерных реакций вследствие их порогового характера. Возможность практического использования лазерных импульсов для наработки изотопов на основе ядерных реакций обсуждается в разделе 4.

4. Ядерная фармакология на основе лазеров

Одно из наиболее перспективных применений пучков ионов, ускоренных лазерными методами, — это инициирование такими пучками ядерных реакций [14]. Широко обсуждается возможность генерации направленных пучков нейтронов [35] и получения короткоживущих изотопов [17], необходимых, например, для ядерной медицины. В настоящее время некоторые радиоактивные изотопы для медицины производятся на ядерных реакторах. Так, например, основными мировыми поставщиками технекия-99m — наиболее широко используемого изотопа в ядерной медицине (до 80 % всех диагностических процедур) — являются два реактора (в Канаде и Нидерландах), планируемых к закрытию в ближайшие годы [36]. В связи с этим ведётся поиск новых путей получения данного изотопа технекия, в том числе с использованием

пучков протонов, ускоренных циклотронами [37]. Развитие современных лазерных технологий, в частности создание лазера с высокой средней мощностью [21], позволит эффективно применять лазерно-ускоренные протоны в медицинских целях [18]. Пучки ионов (обычно протонов или дейtronов), полученные лазерными методами, могут эффективно использоваться в производстве изотопов для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ) ($Tc-99m$), для позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ) (например, изотоп углерода C-11), а также для получения нейтронных пучков, применяемых в медицине для борозахватной терапии и терапии на быстрых нейтронах, подобно использованию пучков в адронной терапии [38].

Как и в разделе 2, определяется оптимальная толщина мишени (тонкие пластиковые CH_2/CD_2 -плёнки) для получения максимального числа протонов/дейtronов с целью увеличения выхода изотопов и нейтронов из второй мишени, облучаемой лазерно-ускоренными частицами. Для получения оптимальных параметров ионного пучка была проведена серия трёхмерных расчётов воздействия мощного линейно поляризованного лазерного импульса с энергией порядка 10 Дж и длительностью в 100 фс на ультратонкие плоские CH_2 - или CD_2 -мишени. Выбранные параметры лазера соответствуют предложениям международного проекта ICAN по созданию высокочастотного 10-килогерцевого лазера нового поколения [21]. Были проведены также расчёты для менее мощных лазерных импульсов с энергией 5 и 1 Дж.

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм фокусировался на переднюю стенку мишени в пятно размером 4 мкм. Для 10-джоульного лазера рассматривалась также фокусировка в пятна размером 6 и 10 мкм, а лазерный импульс с полной энергией 1 Дж фокусировался только в пятно размером 2 мкм. Мишень состояла из электронов, полностью ионизованных ионов углерода и протонов (или дейtronов). Электронная плотность в 200 n_c примерно соответствовала реальной плотности полностью ионизованной пластиковой мишени ($1,1 \text{ г см}^{-3}$). При изменении толщины мишени (от 20 нм до 0,5 мкм) были получены зависимости максимальной энергии протонов и количества энергетических протонов от толщины мишени (рис. 7) для разных условий облучения (размеров

пятна фокусировки). Как было показано ранее, оптимальный режим взаимодействия соответствует полупрозрачным мишениям, толщина которых определяется начальной электронной плотностью и максимальной интенсивностью лазера. Например, острая фокусировка в 2-микрометровое пятно лазерного импульса с энергией в 1 Дж даёт примерно такую же интенсивность на мишени, как и фокусировка лазерного импульса с энергией 5 Дж в пятно размером 4 мкм, поэтому в обоих случаях оптимальная толщина мишени оказывается одинаковой.

Для инициирования ядерных реакций необходимо максимальное число протонов/дейtronов с энергией, превышающей пороговую (например, с энергией более 8 МэВ для реакции $Mo-100(p,2n)Tc-99m$). В общем случае число ускоренных частиц возрастает с увеличением как размера фокального пятна, так и интенсивности лазерного импульса. При фиксированной энергии лазера можно увеличить интенсивность на мишени, уменьшая пятно фокусировки, или наоборот, увеличить пятно фокусировки, уменьшая интенсивность на мишени. Из приведённых результатов моделирования следует, что режим увеличения интенсивности за счёт острой фокусировки оказывается выигрышным не только для увеличения максимальной энергии ионов, но и для повышения их числа, поскольку в этом случае возможно использование для ускорения более толстых плёнок (рис. 7б). Кроме того, даже менее мощные острофокусированные лазерные импульсы могут давать примерно такое же число энергетических частиц, как и более мощные, но сфокусированные в большее пятно (ср. серую и чёрную штриховые кривые на рис. 7б).

Таким образом, при взаимодействии лазерного импульса с тонкой фольгой оптимальной толщины можно увеличить как энергию, так и число ускоренных протонов. Лазерно-ускоренный пучок протонов характеризуется малым угловым разбросом ($\lesssim 10^\circ$) и широким энергетическим спектром с максимальной энергией порядка 50–70 МэВ для 10-джоульного лазерного импульса. Число ускоренных протонов с энергией, превышающей 8 МэВ, составляет порядка 10^{11} за выстрел.

Концепция лазерного инициирования ядерных реакций предполагает сначала ускорение ионов (протонов/дейtronов) из мишени, облучаемой лазерным импуль-

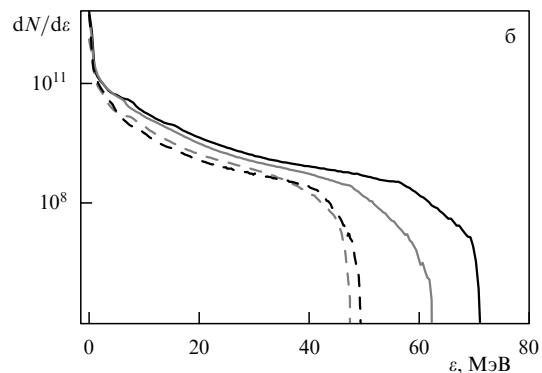
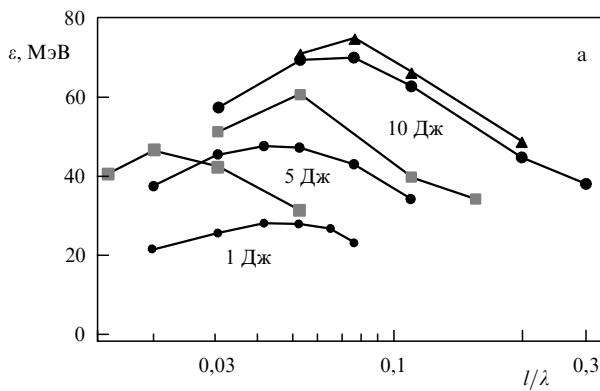


Рис. 7. (а) Зависимость максимальной энергии протонов (кружки и квадраты) и дейtronов (треугольники), ускоренных лазерным импульсом, сфокусированных в пятно размером 4 мкм (кружки и треугольники), 6 мкм (малые квадраты) или 10 мкм (большие квадраты), с энергией 10 Дж (большие кружки, квадраты, треугольники), 5 Дж (кружки среднего размера) или 1 Дж (малые кружки) от толщины мишени. (б) Спектры протонов, ускоренных из мишеней оптимальной толщины, для лазерного импульса с энергией 10 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм (чёрная сплошная кривая), 6 мкм (серая сплошная кривая) и 10 мкм (серая штриховая кривая), с энергией 5 Дж, сфокусированного в пятно размером 4 мкм (чёрная штриховая кривая).

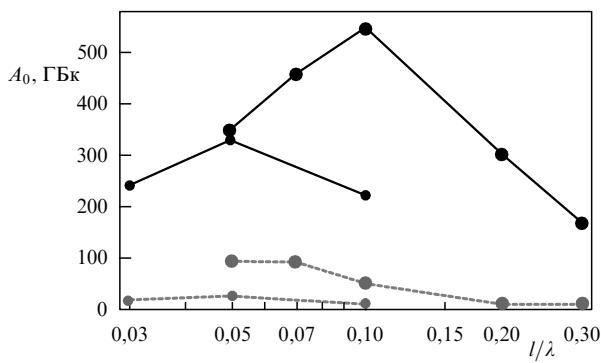


Рис. 8. Радиоактивность $Tc-99m$ (чёрные кружки) и паразитных изотопов технеция (серые кружки) после 6-часового облучения протонами $Mo-100$ -мишени в зависимости от толщины лазерной мишени, облучаемой лазером с энергией 10 Дж (большие кружки) и 5 Дж (малые кружки).

сом, а затем их взаимодействие со второй, ядерной, мишенью, расположенной сзади. Если известны спектр ускоренных протонов/дейтронов из PIC-моделирования, сечения реакций и потери энергии при прохождении частиц через мишень [40], а также постоянные распада образующихся изотопов, то можно оценить выход последних, используя, например, интеграл перекрытий [39]. Максимальный выход продуктов ядерных реакций проанализирован ниже на двух примерах производства изотопов для медицинских приложений (ОФЭКТ и ПЭТ).

Остановимся сначала на оценке выхода $Tc-99m$ (ОФЭКТ), получаемого при облучении мишени из обогащённого молибдена пучком протонов в результате реакции $Mo-100(p,2n)Tc-99m$. Сечения всевозможных ядерных реакций при таком взаимодействии довольно хорошо исследованы (см., например, [41]). Радиоактивность изотопов технеция A_0 в результате 6-часовой бомбардировки лазерно-ускоренными протонами ядерной мишени с использованием 10-килогерцевового лазера представлена на рис. 8. Хорошо видно, что максимальная радиоактивность достигает величины порядка 0,5 ТБк.

Одна из основных проблем, связанных с качеством получаемого $Tc-99m$, состоит в его радиационной чистоте относительно других изотопов технеция, которые не могут быть выведены из конечного продукта никакими химическими способами. Для достижения радиационной

чистоты продукта необходимо использование достаточно чистой мишени из обогащённого молибдена (например, мишени, произведённые фирмой ISOFLEX, содержат 99,54 % $Mo-100$, 0,41 % $Mo-98$ и всего 0,05 % других, наиболее опасных, примесей), а также пучков протонов с энергией до 40–45 МэВ. Протоны с более высокими энергиями, хотя они и дают большее количество $Tc-99m$, приводят к недопустимо высокому уровню других, паразитных, радиоактивных изотопов технеция (в первую очередь, таких как $Tc-96m$). Для пучка протонов с максимальной энергией 63,5 МэВ активность паразитных изотопов технеция убывает от 7,5 % сразу после окончания облучения до 1,6 % в течение последующих трёх часов, в то время как для пучка протонов с максимальной энергией 46 МэВ относительная активность паразитных изотопов технеция составляет только 0,12 % после облучения и за три часа падает до 0,03 %. Отметим, что в проведённых расчётах не учитывалась активность $Tc-100$ (время полураспада $\tau_{1/2} = 15,8$ с), распадающегося в стабильный рубидий.

Рассмотрим теперь производство необходимого для ПЭТ радиоактивного изотопа углерода $C-11$, излучающего позитрон. Этот изотоп может быть получен в результате реакции $^{11}B(p,n)^{11}C$ с использованием мишени из твердотельного бора, а также из газовых азотных мишеней через реакцию $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$. Была рассмотрена также возможность использования пучков дейтронов, облучающих мишень из обогащённого бора-10, для реакции $^{10}B(d,n)^{11}C$ (рис. 9). Для рассмотренных достаточно энергетичных частиц наиболее выгодной является реакция $^{11}B(p,n)^{11}C$, в результате которой можно получить $6,3 \times 10^8$ атомов $C-11$ с использованием лазерной мишени толщиной 0,07 мкм для получения пучка протонов. Полученный результат качественно совпадает с оценкой статьи [42], основанной на двумерном моделировании, но даёт возможность более точно количественно оценить выход конечного продукта.

Аналогичным образом можно вычислить выход нейтронов, получаемых в результате разных реакций. Так, для $^{7}Li(d,n)^{8}Be$ -реакции полное число дейтронов с энергией более 1 МэВ, получаемое при облучении CD_2 -мишени толщиной 0,07 мкм лазерным импульсом с энергией 10 Дж, составляет 4×10^{11} , что обеспечивает производство $2,2 \times 10^9$ нейтронов (рис. 9б). Увеличение толщины лазерной мишени до 0,1 мкм позволяет ускорить

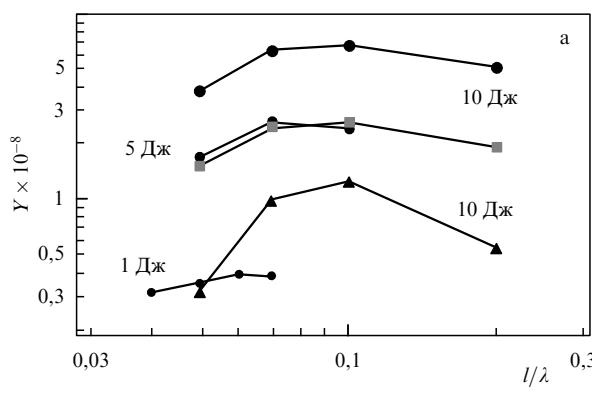
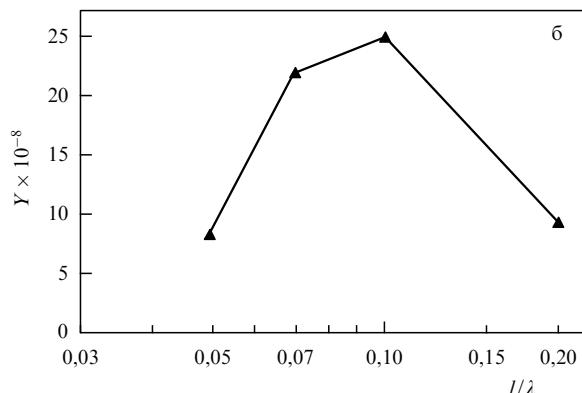


Рис. 9. (а) Зависимость выхода изотопа $C-11$ для реакций $^{11}B(p,n)^{11}C$ (кружки), $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ (квадраты) и $^{10}B(d,n)^{11}C$ (треугольники) от толщины лазерной мишени, используемой для получения пучков протонов/дейтронов лазером с энергией 10 Дж (большие кружки, треугольники, квадраты), 5 Дж (кружки среднего размера) и 1 Дж (малые кружки). (б) Выход нейтронов в результате реакции $^{7}Li(d,n)^{8}Be$ в зависимости от толщины лазерной мишени, облучаемой лазером с энергией 10 Дж.



несколько большее количество дейtronов ($4,7 \times 10^{11}$), что приводит к увеличению выхода нейтронов до $2,5 \times 10^9$. Эти величины качественно согласуются с результатами двумерных расчётов [43], предсказывающих выход нейтронов 10^8 см $^{-1}$ на 1 Дж энергии лазера.

Таким образом, лазерная установка с частотой 10 кГц и энергией в 10 Дж может генерировать нейтронный поток с числом частиц порядка 10^{13} см $^{-1}$, что значительно превышает поток нейтронов из нейтронных трубок. Подобная установка даёт около 2 ТБк активности изотопа С-11 за 10 мин непрерывного облучения и около 300 ГБк активности изотопа Тс-99м за шесть часов облучения, что достаточно для медицинских целей.

5. Аналитические подходы

В качестве альтернативы плоским мишениям, рассмотренным в разделе 4, уже давно обсуждаются такие разрежённые среды, как газовая плазма и кластерная плазма, которые наиболее просты в использовании в качестве мишени для лазеров с высокой частотой повторяемости импульсов. Возможности таких мишеней для получения высоких токов ускоренных ионов пока не в полной мере раскрыты, но ряд интересных особенностей ускорения частиц, которые могли бы использоваться, уже прослеживаются. Здесь мы приведём два примера, иллюстрирующих это с использованием аналитических подходов.

5.1. Релятивистский кулоновский взрыв сферической микроплазмы

Продемонстрируем возможность исследования физики ускорения ионов на примере точного аналитического решения [44] задачи о кулоновском взрыве однородной сферической микромицелии (кластера), обеспечивающем релятивистский разлёг ионов, применительно к её облучению фемтосекундным лазерным импульсом. Ввиду малой длительности лазерного импульса его учёт сводится только к требованию достаточной интенсивности, которая позволила бы быстро, за время действия импульса, удалить электроны из мишени и тем самым привести к практически мгновенному возникновению заряженной плазмы. Здесь исходными являются уравнение Пуассона и уравнение холодной бесстолкновительной гидродинамики для плотности n_i и скорости u ионов, решение которых для изначально однородного кластера с радиусом r_0 и плотностью n_0 может быть представлено в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} u &= \frac{2qc\sqrt{\zeta(1+q^2\zeta)}}{1+2q^2\zeta}, \quad r = \frac{h}{1-q^2}, \quad 0 \leq h \leq r_0, \\ n_i &= n_0 \frac{(1-q^2)^3}{A}, \quad \zeta = \frac{\omega_{pi}^2 h^2}{6c^2}, \\ A &= 1 - \frac{q^2\zeta(1+\zeta)^{-2}}{1+2\zeta q^2} \left[3 + 5\zeta q^2 + 2\zeta^2 q^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3(1-q^2)\sqrt{1+\zeta q^2}}{2q\sqrt{1+\zeta}} \ln \frac{\sqrt{1+q^2\zeta} - q\sqrt{1+\zeta}}{\sqrt{1+q^2\zeta} + q\sqrt{1+\zeta}} \right], \\ \sqrt{\frac{2}{3}}\omega_{pi}t &= \frac{q}{1-q^2} \sqrt{1+q^2\zeta} \frac{1+2\zeta}{1+\zeta} - \\ &\quad - \frac{1}{2}(1+\zeta)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{1+q^2\zeta} - q\sqrt{1+\zeta}}{\sqrt{1+q^2\zeta} + q\sqrt{1+\zeta}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\omega_{pi} = (4\pi Z^2 e^2 n_0 / M)^{1/2}$ — ленгмюровская частота ионов. Решение (5) описывает расширяющийся сгусток ионов с резким фронтом $r_f(t)$. Для достаточно большого заряда кластера, когда выполняется условие $\zeta(h=r_0) \equiv \zeta_0 = \omega_{pi}^2 r_0^2 / 6c^2 > 1$, ускоряемые ионы, по крайней мере находящиеся вблизи границы кластера, могут достигать релятивистских энергий. В разлетающемся релятивистском кластере на ионном фронте максимальны электрическое поле, скорость и плотность ионов. Закон движения фронта определяется формулой $r_f = r_0 / (1 - q_0^2)$, при этом связь t и q_0 даётся уравнением

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2}{3}}\omega_{pi}t &= \frac{q_0}{1-q_0^2} \sqrt{1+q_0^2\zeta_0} \frac{1+2\zeta_0}{1+\zeta_0} - \\ &\quad - \frac{1}{2}(1+\zeta_0)^{-3/2} \ln \frac{\sqrt{1+q_0^2\zeta_0} - q_0\sqrt{1+\zeta_0}}{\sqrt{1+q_0^2\zeta_0} + q_0\sqrt{1+\zeta_0}}. \end{aligned}$$

В нерелятивистском пределе, $\zeta_0 \rightarrow 0$, это решение воспроизводит хорошо известный результат [45, 46]: скорость ионов однородной сферической мишени и электрическое поле внутри кластера линейно возрастают с увеличением координаты r и достигают максимального значения на фронте, $r = r_f$. Распределение плотности ионов в кластере сохраняет свою первоначальную форму, т.е. имеет вид "ступеньки", у которой изменяются только ширина и высота. Скорость распространения фронта $u_f = r_f$ возрастает со временем по закону $u_f = \sqrt{(2/3)\omega_{pi}r_0(1-r_0/r_f)}$, стремясь к предельному максимальному значению $u_m = \sqrt{2/3}\omega_{pi}r_0$. Соответственно, максимальная энергия ускоренных ионов выражается как $e_m = M(\omega_{pi}^2 r_0^2 / 3)$.

Переход к релятивистскому пределу, $\zeta_0 > 1$, изменяет вид пространственных распределений скорости ионов, их плотности и электрического поля: скорость ионов возрастает тем медленнее, чем больше расстояние от центра кластера и, наоборот, электрическое поле внутри кластера возрастает быстрее при больших значениях радиуса и медленнее — при малых; снаружи кластера электрическое поле убывает как $\sim r^{-2}$. Что касается распределения плотности ионов, то с течением времени оно перестаёт быть однородным по радиусу и достигает максимума на фронте разлетающихся ионов кластера. Таким образом, релятивистский режим кулоновского взрыва кластера характеризуется формированием периферийного уплотнения плазмы, т.е. распределения оболочечного типа, как показано на рис. 10а. В соответствии с (5) энергия ионов $\varepsilon = 2Mc^2 q^2 \zeta$ становится релятивистской тогда, когда $q^2 \zeta$ оказывается порядка 1, что соответствует времени $t_h \approx \sqrt{2h/(c\zeta)}$. В частности, для ионов на фронте, полагая $h = r_0$ и $\zeta = \zeta_0$, получаем $t_{r_0} \approx \sqrt{2r_0/(c\zeta_0)}$. При этом асимптотически, при $t \rightarrow \infty$, величина максимальной энергии ионов на фронте определяется такой же формулой, как и в нерелятивистском случае: $e_m = M(\omega_{pi}^2 r_0^2 / 3)$. Выражение для спектрального распределения ускоренных ионов кластера, $N_\varepsilon \equiv dN/d\varepsilon$, с учётом (5) принимает вид

$$N_\varepsilon = \frac{3h}{2Z^2 e^2 q^2} \left[1 + \frac{1-q^2}{2q^2} (A-1) \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь величины h и q должны быть выражены через ε с помощью неявной формулы $\varepsilon = 2Mc^2 q^2 \zeta$ и последнего

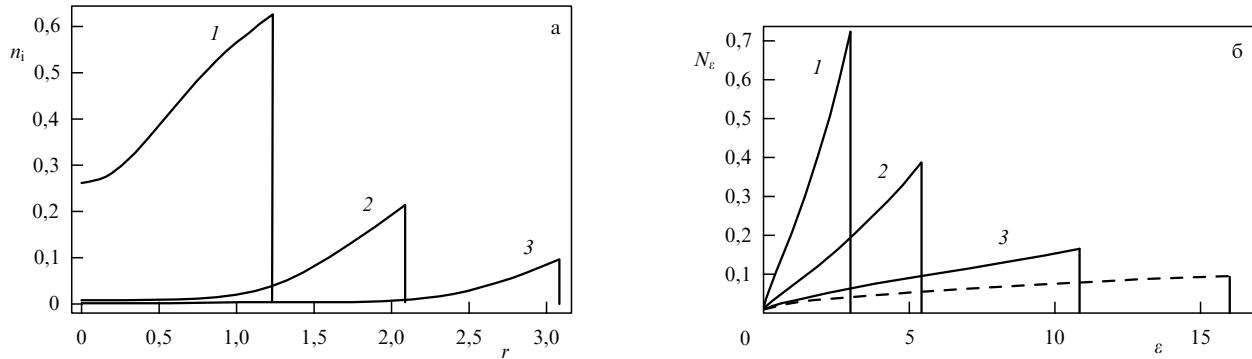


Рис. 10. Пространственное распределение плотности ионов (а) и энергетический спектр ионов (б) для моментов времени: $\omega_{\text{pi}}t = 2$ (кривые 1), $\omega_{\text{p}}t = 8$ (кривые 2), $\omega_{\text{p}}t = 15$ (кривые 3) при $\zeta_0 = 8$. Штриховой линией на рис. б показан спектр при $\omega_{\text{pi}}t \rightarrow \infty$. Представленные величины нормированы: плотность ионов n_i — на n_0 , спектральная плотность энергии N_ϵ — на N_0/Mc^2 , радиус r — на r_0 , энергия ϵ — на Mc^2 .

уравнения системы (5). После интегрирования по энергии ионов величина (6) совпадёт с полным числом частиц кластера $N_0 = (4\pi/3) n_0 r_0^3$. Из (6) следует простая асимптотическая формула для энергетического спектра ионов:

$$N_\epsilon|_{t \rightarrow \infty} = \frac{3N_0}{2e_m^{3/2}} \sqrt{\epsilon}. \quad (7)$$

Отсутствие в (7) зависимости от скорости света означает, что спектральные распределения ионов в релятивистском и нерелятивистском случаях асимптотически совпадают. Иллюстрацией этого утверждения служат приведённые на рис. 10б энергетические спектры ионов для различных моментов времени, из которых видно, как с течением времени происходит выполаживание спектрального распределения ионов — приближение его к виду $\sqrt{\epsilon}$. Штриховая линия на рис. 10б отвечает асимптотическому спектру ионов (7).

Физика релятивистского кулоновского взрыва важна для понимания разлёта ионов в мишениях сложного ионного состава. Особый интерес представляет кулоновский взрыв квазиоднородной сферической мишени, состоящей из лёгких и тяжёлых ионов [47]. При разлёте этой мишени лёгкие ионы движутся быстрее и, несмотря на то что вначале они были распределены однородно, оказываются на периферии мишени и эффективно ускоряются кулоновским полем следующих за ними тяжёлых ионов. Последние, действуя как кулоновский поршень, способствуют формированию хорошо выраженного густоты (в виде оболочки) почти моноэнергетических лёгких ионов, подобных тем, которые были предсказаны при кулоновском взрыве сферических кластеров с оболочкой из лёгких ионов [48]. Именно возможность получения более высокой энергии на один нуклон, а главное, монохроматичного спектра лёгких ионов привлекает внимание к изучению кулоновского взрыва квазиоднородной плазменной микрокапли сложного ионного состава [47]. Применительно к лазерно-создаваемым источникам лёгких ионов результаты аналитического рассмотрения устанавливают, как релятивизм кулоновского разлёта, определяемый полным зарядом кластера, влияет на спектральные характеристики ускоренных частиц. Если в нерелятивистском случае ускоренная примесь лёгких ионов обладает хорошей моноэнергетичностью [47], то при переходе в сильно релятивистский режим разлёта спектральное распределение ионов уширяется. Однако примесные ионы с релятивистской энергией могут возни-

кать даже при "умеренном" заряде кластера, когда "параметр релятивизма" ζ_0 оказывается меньше единицы. При этом величина максимальной энергии примесных ионов становится больше, чем в нерелятивистском пределе, а характерная ширина спектра ускоренных ионов оказывается сравнимой с таковой в нерелятивистском пределе.

5.2. Радиальное ускорение ионов лазерным импульсом в плазменном канале

Другой иллюстрацией применения теоретических методов служит аналитическое решение задачи о радиальном ускорении частиц из лазерного канала (разрежённой газовой плазмы [49, 50] или плазмы малоплотных мишеней нового поколения, таких как аэрогели, пористый наноуглерод и т.п.). Аналитическое описание ускорения частиц из плазменного канала, формирующегося в результате самофокусировки, представляет собой непростую задачу даже для приближённых подходов. Соответственно, изучение пространственно-временного распределения ускоренных частиц проводится большей частью с использованием кинетического численного PIC-моделирования. Определённое упрощение вносит одномерная электростатическая пондеромоторная модель, описывающая динамику разлёта плазмы под действием заданного радиального распределения лазерной интенсивности импульсного типа [49, 50] по радиусу плазменного канала. При этом учитывается только медленная динамика электронов плазмы, что отвечает усреднению по их быстрым осцилляциям в лазерном поле. Несмотря на упрощённость такого описания, основные результаты, полученные для электростатической пондеромоторной модели, также основываются на численном PIC-моделировании, что затрудняет предсказание зависимостей характеристик ускоренных частиц от параметров лазера и плазмы. Проведённое численное моделирование [49, 50] выявило два ярко выраженных эффекта: 1) формирование цилиндрического каспа плотности на границе лазерного канала в результате ускорения ионов пондеромоторной силой; 2) сильный локальный нагрев электронов на границе лазерного канала.

Теоретико-групповой подход, основанный на использовании ренормгрупповых (РГ) симметрий [51], является эффективным инструментом для аналитического решения задач лазерно-плазменного ускорения заряженных частиц [29, 52]. В рассматриваемой модели радиального

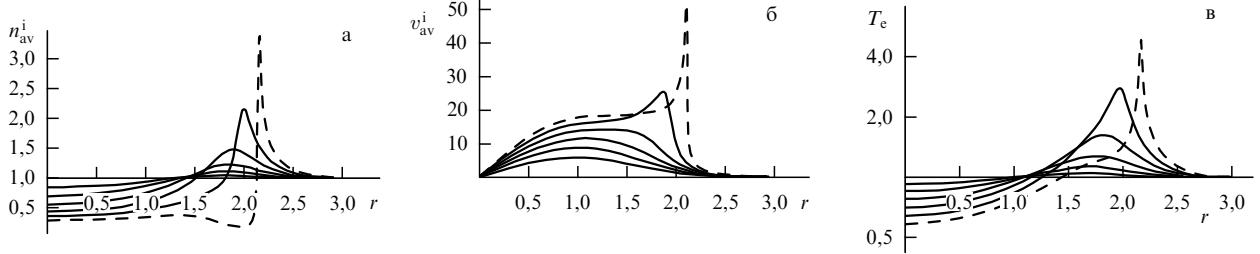


Рис. 11. Пространственные распределения по безразмерной координате r (а) нормированной средней плотности ионов, (б) нормированной средней скорости ионов v_{av}^i и (в) температуры электронов T_e для стационарного лазерного пучка при $\tau = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (соответствующие кривые — сверху вниз (при $r \rightarrow 0$) для n_{av}^i и T_e , для v_{av}^i — снизу вверх) и при $Z = 2, A = 4, a_0^2 = 50, \alpha = 1, \varepsilon = 0,01, \mu = \sqrt{1/4000}, n_c/n_{e0} = 100, n_{e0} = 1, n_{i0} = 0,5, \Gamma = 0,001$.

пондеромоторного ускорения частиц из лазерного канала в усреднённом по быстрым лазерным осцилляциям кинетическом уравнении для электронов учитывается, помимо самосогласованного электрического поля плазмы, "стороннее" электрическое поле, которое задаёт действие радиальной пондеромоторной силы лазерного пучка на электроны плазмы [53]. Динамику процесса ускорения частиц можно описать с помощью кинетических уравнений для проинтегрированных по продольной и аксиальной компонентам скоростей функций распределения частиц плазмы: электронов, $f_e = (n_{e0}/V_{Te})g(\tau, x, u)$ и ионов, $f_i = (n_{e0}/(Zc_s))f(\tau, x, w)$, — и уравнения Пуассона для электрического поля $E = (T_{e0}/eeL)p(\tau, x)$. Здесь используются безразмерные переменные: время $\tau = \omega_{pi}t$, где ω_{pi} — ленгмюровская частота ионов; безразмерная координата $x = r/L$, где L — масштаб локализации лазерного пучка по радиусу; скорость электронов $u = v_r^e/V_{Te}$, $V_{Te} = \sqrt{T_{e0}/m}$, скорость ионов $w = v_r^i/c_s$, $c_s = \sqrt{ZT_{e0}/M}$, m и M — массы электронов и ионов соответственно с зарядами $e_e = -e$ и $e_i = Ze$, где Z — зарядовое число ионов.

Начальные функции распределения частиц полагаются максвелловскими с однородной начальной температурой электронов и ионов $T_{(e,i)0}$ и их начальной плотностью $n_{(e,i)0}(x)$ с характерным пространственным масштабом L , который значительно превосходит дебаевский радиус электронов $\lambda_{De} = \sqrt{T_{e0}/(4\pi n_{e0} e^2)}$, т.е. $\varepsilon = \lambda_{De}/L \ll 1$. Заметим, что именно задание конечной исходной температуры частиц отвечает физической постановке задачи, поскольку распространяющемуся мощному лазерному импульсу, как правило, всегда предшествует длинный предимпульс, успевающий нагреть плазму к приходу основного импульса. Приближённое аналитическое решение кинетических уравнений для функций распределения частиц с нулевыми значениями средних скоростей имеет вид

$$\begin{aligned} f &= \frac{x' n_{i0}(x')}{x \sqrt{2\pi}\Gamma} \exp \left[-\frac{(\zeta' - q')^2(w - W)^2}{2(\zeta - q)^2\Gamma^2} \right], \\ p &= -q - \varepsilon \frac{(\zeta' - q')^3}{(\zeta - q)^3} \frac{\partial_{x'}(n_{e0}(x'))}{n_{e0}(x')}, \\ g &= \frac{x' n_{e0}(x')}{x \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\zeta' - q')^2(u - U)^2}{2(\zeta - q)^2} \right], \\ \zeta(x) &= -\varepsilon \left(\frac{\partial_x n_{e0}}{n_{e0}} + \Gamma^2 \frac{\partial_x n_{i0}}{n_{i0}} \right), \quad \Gamma^2 = \frac{T_{i0}}{ZT_{e0}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} W &= -\frac{1}{3}(4q - \zeta)(\zeta - q) \sqrt{\frac{Z(y)}{2}} + \\ &+ \frac{1}{2(\zeta - q)} \int_{y'}^y d\xi \left[\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{Z(\xi)}} - \sqrt{2Z(\xi)} \zeta (\zeta - q) \partial_\xi (\zeta - q) + \right. \\ &\left. + \frac{\zeta}{(\sqrt{2Z(\xi)}(\zeta - q))} \right], \quad U = \mu W, \quad \mu = \sqrt{\frac{Zm}{M}}, \end{aligned} \quad (9)$$

а "штрихованная" переменная x' выражается через τ и x с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \frac{\tau^2}{2(\zeta - q)^2} - Z(y) &= -Z(y'), \\ Z(y) &= \int_{y'}^y \frac{d\xi}{(\zeta(\xi) - q(\xi))^3}, \quad y = \frac{x}{\varepsilon}. \end{aligned} \quad (10)$$

Величина $q = \alpha \partial_x \gamma$, где $\alpha = \varepsilon(c^2/V_{Te}^2)$, c — скорость света, $\gamma = (1 + a^2(\tau, x)/2)^{1/2}$, $a^2(\tau, x) = A(\tau) a_0^2 I_0(x)$ — безразмерная интенсивность лазера, где функция $A(\tau)$ определяет форму лазерного импульса. Функция $I_0(x)$ характеризует распределение интенсивности лазера по радиусу; например, в [50] был проанализирован вариант $I_0(x) = \exp(-x^2)$. Решение (8) отвечает $A(\tau) = 1$, т.е. стационарному (квазистационарному) лазерному пучку.

По известной функции распределения частиц (8) можно вычислить глобальные характеристики ионов плазмы, их среднюю скорость v_{av}^i и плотность n_{av}^i , а также температуру электронов T_e ,

$$\begin{aligned} v_{av}^i &= W, \quad n_{av}^i = n_{i0}(x') \frac{x'(\zeta' - q')}{x(\zeta - q)}, \\ T_e &= T_{e0} \frac{(\zeta' - q')^2}{(\zeta - q)^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

На рисунке 11 приведены пространственные распределения средней плотности ионов, их средней скорости и температуры электронов в различные моменты времени для стационарного лазерного пучка ($A(\tau) = 1$). Ускорение ионов сопровождается образованием каспа ионной плотности с минимумом в центре лазерного пучка и максимумом на его периферии. Аналогичное поведение характерно и для температуры электронов плазмы: T_e убывает в центральной области лазерного пучка и возрастает на его периферии. С увеличением τ условия применимости теории, основанной на приближённой симметрии, ухудшаются, и при $\tau \gtrsim 6$ приведённые зави-

симости носят скорее качественный характер. Таким образом, штриховые кривые на рис. 11 при $\tau = 7$, по сути, отражают лишь тенденцию изменения плотности и скорости ионов, а также температуры электронов, но не их точные количественные значения.

Таким образом, существенным достижением теоретического рассмотрения на основе приближённых РГ-симметрий явилась возможность описать не только эволюцию ионов с образованием вблизи оси пучка каспа ионной плотности, но и неоднородный нагрев электронов вблизи внешней границы пучка и их остывание в приосевой области. Полученные результаты дают теоретическое объяснение результатов численных экспериментов [49, 50] и могут служить основой для теоретического анализа поведения частиц плазмы на больших временах после выключения лазерного импульса. Предложенная модель цилиндрического лазерного канала характерна для лазера с длительностью импульса $\gtrsim 100$ фс, который фокусируется в пятно размером $\lesssim 10$ мкм. При интенсивности лазера $10^{19} - 10^{20}$ Вт см⁻² рассмотренное пондеромоторное ускорение обеспечивает увеличение энергии, например, протонов до мультимегаэлектронвольтных величин. Такие пондеромоторно ускоренные протоны могут вызывать ядерные реакции [14] в окружающем газе или специальном коаксиале с подходящим атомным составом. По этому принципу возможно создание других лазерных источников медицинских изотопов для ПЭТ или ОФЭКТ, отличающихся от обсуждавшихся в разделе 4.

6. Заключение

Несмотря на естественно низкий коэффициент трансформации ($\ll 1$) энергии лазерного импульса в высокоэнергетичные ионы, оптимизация системы лазер–мишень позволяет надеяться на достижение необходимых для ядерных приложений параметров ускоренных ионов при успешном решении высокотехнологической задачи создания фемтосекундной лазерной установки (наподобие ICAN) мультиджоульного уровня с килогерцевой частотой следования импульсов высокого контраста на пикосекундном масштабе. Полученный скейлинг энергии протонов $e_{\max} \propto E_L^{0.7}$ доказывает возможность использования тонких твердотельных фольг, облучаемых таким лазером, для ядерных приложений. Вместе с тем на основе предварительных расчётов становится очевидным, что в настоящее время должны быть развернуты работы по детальному изучению параметров ионов, которые могли бы быть достигнуты с использованием лазерных механизмов ускорения частиц из малоплотных мишеней. Даже в условиях незначительного улучшения этих параметров малоплотные мишины могут оказаться выигрышными из-за их меньшей чувствительности к контрасту лазерного импульса. Здесь главной практической целью становится создание нанопористых мишеней, имеющих плотность, сопоставимую с критической, и хорошую однородность.

Основная часть исследований, результаты которых отражены в статье, выполнена при поддержке грантами РФФИ (12-02-00231, 13-02-00426, 14-02-31407, 14-01-00828, 14-29-09244-офи_м) и грантами Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1424.2014.2, НШ-3003.2014.2), а часть, связанная с низкоплотными мишенями, — грантом РНФ 14-12-00194.

Список литературы

1. Gaillard S A et al. *Phys. Plasmas* **18** 056710 (2011)
2. Snively R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945 (2000)
3. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 215006 (2002)
4. Fuchs J et al. *Nature Phys.* **2** 48 (2006)
5. Henig A et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 245003 (2009)
6. Lévy A et al. *Eur. Phys. J. Special Topics* **175** 111 (2009)
7. Dollar F et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 175005 (2012)
8. Vshivkov V A et al. *Phys. Plasmas* **5** 2727 (1998)
9. Esirkepov T, Yamagawa M, Tajima T *Phys. Rev. Lett.* **96** 105001 (2006)
10. Brantov A V et al., arxiv:1409.3356
11. Bulanov S S et al. *Phys. Rev. E* **78** 026412 (2008)
12. Быченков В Ю и др. *Физика плазмы* **27** 1076 (2001); Bychenkov V Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **27** 1017 (2001)
13. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 436 (2001)
14. Быченков В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999); Bychenkov V Yu, Tikhonchuk V T, Tolokonnikov S V *JETP* **88** 1137 (1999)
15. Borghesi M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A267 (2001)
16. Mackinnon A J et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531 (2004)
17. Nemoto K et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 595 (2001)
18. Bychenkov V Yu, Brantov A V, Mourou G *Laser Part. Beams* **32** 605 (2014)
19. Буланов С В, Хорошков В С *Физика плазмы* **28** 493 (2002); Bulanov S V, Khoroshkov V S *Plasma Phys. Rep.* **28** 453 (2002)
20. Bychenkov V Yu, Brantov A V *Eur. Phys. J. Special Topics* **224** (2015), to appear
21. Mourou G et al. *Nature Photon.* **7** 258 (2013)
22. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
23. Romanov D V et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 215004 (2004)
24. Brantov A, Bychenkov V Yu *Contrib. Plasma Phys.* **53** 731 (2013)
25. Говрас Е А, Быченков В Ю *Письма в ЖЭТФ* **98** 78 (2013); Govras E A, Bychenkov V Yu *JETP Lett.* **98** 70 (2013)
26. Mora P *Phys. Rev. Lett.* **90** 185002 (2003)
27. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Квантовая электроника* **35** 1143 (2005); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *Quantum Electron.* **35** 1143 (2005)
28. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
29. Ковалев В Ф, Быченков В Ю, Тихончук В Т *ЖЭТФ* **122** 264 (2002); Kovalev V F, Bychenkov V Yu, Tikhonchuk V T *JETP* **95** 226 (2002)
30. Brantov A et al. *Contrib. Plasma Phys.* **53** 161 (2013)
31. Passoni M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 045001 (2014)
32. Коржиманов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 662 (2007); Korzhimanov A V et al. *JETP Lett.* **86** 577 (2007)
33. Bulanov S S et al. *Phys. Plasmas* **17** 043105 (2010)
34. Брантов А В, Быченков В Ю *Физика плазмы* (2014), submitted
35. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 044802 (2013)
36. Van Noorden R *Nature* **504** 202 (2013)
37. Benard F et al. *J. Nucl. Med.* **55** 1017 (2014)
38. Буланов С В и др. *УФН* **184** 1265 (2014); Bulanov S V et al. *Phys. Usp.* **57** (12) (2014), <http://dx.doi.org/10.3367/UFNe.0184.201412a.1265>
39. Krasnov N N *Int. J. Appl. Radiat. Isotop.* **25** 223 (1974)
40. Ziegler J F "Particle Interactions with Matter" (2010), <http://www.srim.org/>
41. Qaim S M et al. *Appl. Radiat. Isotop.* **85** 101 (2014)
42. Lefebvre E et al. *J. App. Phys.* **100** 113308 (2006)
43. Davis J et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 045015 (2010)
44. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Письма в ЖЭТФ* **94** 101 (2011); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *JETP Lett.* **94** 97 (2011)
45. Kaplan A E, Dubetsky B Y, Shkolnikov P L *Phys. Rev. Lett.* **91** 143401 (2003)
46. Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Физика плазмы* **31** 203 (2005); Bychenkov V Yu, Kovalev V F *Plasma Phys. Rep.* **31** 178 (2005)
47. Андрияш И А, Быченков В Ю, Ковалев В Ф *Письма в ЖЭТФ* **87** 720 (2008); Andriyash I A, Bychenkov V Yu, Kovalev V F *JETP Lett.* **87** 623 (2008)
48. Kovalev V F, Bychenkov V Yu, Mima K *Phys. Plasmas* **14** 103110 (2007)
49. Sarkisov S G et al. *Phys. Rev. E* **59** 7042 (1999)
50. Macchi A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 024005 (2009)
51. Ковалев В Ф, Ширков Д В *УФН* **178** 849 (2008); Kovalev V F, Shirkov D V *Phys. Usp.* **51** 815 (2008)
52. Kovalev V F, Bychenkov V Yu *Phys. Rev. Lett.* **90** 185004 (2003)
53. Миллер М А *Изв. вузов. Радиофизика* **1** 110 (1958)