

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Кумуляция и перемешивание ионов в трубчатом фокусе мощного лазерного импульса****В.Ф.Ковалев, В.Ю.Быченков**

Применительно к лазерному ускорению ионов построено аналитическое решение задачи Коши для кинетического уравнения, описывающее радиальное движение частиц под действием пондеромоторной силы в трубчатом фокусе мощного лазерного пучка, который распространяется в прозрачной плазме. Для осесимметричной геометрии получены временные и пространственные зависимости функции распределения ионов и найдены их интегральные характеристики, такие как плотность, средняя скорость и энергетический спектр. Аналитически описаны возникновение пиков ионной плотности внутри лазерной каустики, кумуляция ионов на ось и эффект формирования многопоточкового режима движения ионов. Дана оценка эффективности генерации нейтронных всплесков лазерным импульсом в области фокуса при цилиндрической кумуляции ионов.

Ключевые слова: лазерное ускорение ионов, кумуляция ионов, многопоточковый режим, трубчатый лазерный пучок, генерация нейтронов.

1. Введение

Среди широко обсуждаемых схем генерации ионов высоких энергий под действием мощного лазерного импульса часто рассматривается схема радиального ускорения ионов из лазерно-плазменного канала, образующегося при распространении света в прозрачной плазме до критической плотности [1–8]. Лазерно-ускоренные ионы из низкоплотной плазмы интересны с точки зрения их использования для получения нейтронов и различных радионуклидов, в том числе медицинских [2, 9–11].

Динамика радиального ускорения ионов лазерным излучением в низкоплотной плазме, образующейся в таких мишенях, как, например, газовая струя [2], испаренная фольга [12], нанопористый углерод [13], в значительной степени обусловлена силовым (пондеромоторным) действием лазерного импульса на электроны плазмы. Последние выталкиваются пондеромоторной силой из области с большим градиентом лазерной интенсивности, в результате чего возникает канал с сильным радиальным электрическим полем разделения зарядов, ускоряющим ионы. Рассмотренная в работах [3, 6] задача об ускорении ионов послужила убедительным примером того, что аналитическое описание ускорения частиц лазерным импульсом из плазменного канала, формирующегося в области каустики или возникающего в результате самофо-

кусировки, представляет собой непростую задачу даже для приближенных подходов. Поэтому существующие теоретические модели [3, 4, 6] лишь весьма качественно характеризуют радиальное ускорение частиц из лазерно-плазменного канала. Следовательно, изучение пространственно-временного распределения лазерно-ускоренных частиц проводится по большей части с использованием кинетического численного моделирования, как правило, методом «частица-в-ячейке» (PIC) [14–16]. Некоторое упрощение вносит численная одномерная электростатическая модель пондеромоторного ускорения, описывающая динамику радиального разлета плазмы под действием заданного поля [3, 6], когда учитывается только медленная динамика электронов плазмы, что отвечает усреднению по их быстрым осцилляциям в лазерном поле. В результате численного моделирования [3, 6] было установлено, что электроны быстро откликаются на пондеромоторное воздействие со стороны лазерного излучения, так что электрическое поле в канале с хорошей степенью точности определяется условием баланса электростатической силы, возвращающей электроны в канал, и выдавливающей их пондеромоторной силой. Пока такой баланс существует, динамика ускорения ионов может быть исследована строго аналитически с помощью кинетического уравнения для ионов с заданным электростатическим полем, что и было реализовано в работах [7, 8] для цилиндрического лазерного пучка.

Отметим, что в работах [3–8] обсуждались именно лазерные пучки с интенсивностью, имеющей максимум на оси пучка и монотонно спадающей при увеличении радиуса, что приводит к ускорению ионов от оси лазерного пучка к его периферии. Такое монотонное распределение интенсивности лазерного пучка не является единственно интересной конфигурацией для ускорения ионов. Наряду с ней обсуждается другая – трубчатая конфигурация лазерного пучка с максимумом интенсивности, расположенным на конечном расстоянии от оси пучка (кольцо) [2, 17–19] и обеспечивающим кумуляцию ускоренных ио-

В.Ф.Ковалев. Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4; Центр фундаментальных и прикладных исследований ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, ул. Сушевская, 22; e-mail: vfkvvfkv@gmail.com

В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Центр фундаментальных и прикладных исследований ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, ул. Сушевская, 22; e-mail: bychenk@sci.lebedev.ru

нов на ось, что, в частности, может быть реализовано с использованием пучков Бесселя – Гаусса (см., напр., [20, 21]). Такая кумуляция может быть более эффективной, чем простое облучение цилиндрической полости лазерным импульсом [17]. Фокусировка лазерного пучка в пятно в форме кольца приводит к тому, что часть ионов, находящаяся с внутренней стороны кольца, испытывает радиальное ускорение к центру и образует сходящуюся бесстолкновительную цилиндрическую ударную волну. С течением времени происходит кумуляция быстрых ионов на ось лазерного пучка с образованием из взаимопроникающих потоков ионов плазменной нити высокой плотности с малым (по сравнению с диаметром кольца) поперечным размером и длиной, сравнимой с длиной каустики лазерного излучения. Такая кумуляция открывает возможности для эффективного осуществления ядерных реакций, скорость которых пропорциональна произведению плотностей сталкивающихся частиц. При этом энергией ионов можно управлять, изменяя размер кольца фокусировки, распределение интенсивности в фокусе, а также энергию и длительность лазерного излучения. Для оптимизации предложенной схемы ускорения ионов трубчатый лазерный пучок и выбора желательных параметров для получения максимального выхода реакций актуальным является построение аналитической модели эффекта кумуляции ионов, который пока, хотя и обсуждался [19, 22], не получил своего описания. Последнее и составляет основную цель нашей работы, представляющей развитие более простого теоретического подхода [7] применительно к изучению динамики ускорения ионов при трубчатой геометрии лазерного пучка.

2. Кинетическая модель пондеромоторного ускорения ионов

Рассмотрим трубчатый цилиндрически-симметричный лазерный пучок в прозрачной плазме. Неоднородность электрического лазерного поля по радиусу приводит к вытеснению электронов плазмы из области действия сильного электрического поля, т.е. к возникновению неоднородности электронной плотности и поля разделения зарядов, что, в свою очередь, вызывает перераспределение ионной плотности и ускорение ионов в радиальном направлении до высоких энергий. Динамику этого процесса можно описать с помощью кинетических уравнений для функций распределения электронов и ионов плазмы, причем влияние электрического поля учитывается в кинетическом уравнении для электронов в виде дополнительной электростатической силы, задающей действие усредненной по высокой частоте лазерного поля пондеромоторной силы [23, 24]. Однако, как показывают результаты численного моделирования [6], до тех пор пока в плазме не возникают значительные градиенты температуры и не происходит опрокидывание радиального профиля ионного потока, электрическое поле в плазме в области распространения пучка определяется условием баланса электростатической силы, $-eE$, возвращающей электроны в канал, и выдавливающей их пондеромоторной силы, $F_p = -mc^2 \nabla \sqrt{1 + a^2/2}$ (a – стандартный безразмерный вектор-потенциал лазерного поля), т.е. $eE = F_p$. Это вполне естественно в силу малости массы электронов, которые, быстро осциллируя на лазерной и плазменной частотах, стремятся к установлению такого равновесного состояния. При этом также считается, что

собственное электронное давление мало по сравнению со световым.

С учетом этого факта можно сильно упростить математическую модель, описывающую ускорение ионов, оставив лишь кинетическое уравнение для ионов, в котором электрическое поле полагается заданным. Учитывая симметрию лазерного пучка, распространяющегося вдоль оси z , мы будем рассматривать ионное кинетическое уравнение для проинтегрированной по продольной и аксиальной компонентам скоростей функции распределения ионов в цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$ с учетом ее зависимости только от времени t , радиальной координаты r и радиальной компоненты ионной скорости v_r . В результате приходим к задаче Коши для кинетического уравнения для проинтегрированной по v_φ и v_z ионной функции распределения частиц плазмы $f^i(\tau, x, v)$ (тепловым разбросом по скоростям v_φ и v_z для определенности пренебрегаем):

$$\begin{aligned} \partial_\tau \tilde{f} + v \partial_x \tilde{f} + p \partial_v \tilde{f} &= 0, \quad \tilde{f} = xf, \quad p = p(\tau, x), \\ f|_{\tau=0} &= f_0(x, v). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\tau = \omega_{Li} t$ – безразмерное время; ω_{Li} – ленгмюровская частота ионов с массой $M_i = AM$ и зарядом $e^i = Ze$; A и Z – массовое и зарядовое числа ионов; M – масса протона; $x = r/R$ – безразмерная координата; R – характерный пространственный масштаб локализации лазерной интенсивности по радиусу; $v = v_r/(\omega_{Li} R)$ – безразмерная скорость ионов; $p = ZeE/(M_i R \omega_{Li}^2)$ – безразмерное электрическое поле; $f^i = [n_0/(\omega_{Li} R)] f$ – безразмерная функция распределения ионов; n_0 – невозмущенная плотность ионов. Выбор в (1) нормировки f^i на характерную скорость ионов $\omega_{Li} R$, а не на типично используемую тепловую скорость связан с тем, что в обсуждаемой здесь постановке задачи тепловой разброс ионов по скоростям несущественен и, следовательно, тепловая скорость ионов мала по сравнению с используемой для нормировки величиной $\omega_{Li} R$.

С учетом связи электрического поля в плазме с градиентом лазерной интенсивности, выражение для электрического поля принимает вид

$$p = -\frac{c^2}{\omega_{Le}^2 R^2} \partial_x \sqrt{1 + a^2(\tau, x)/2}. \quad (2)$$

Здесь ω_{Le} – ленгмюровская частота электронов с массой m и зарядом $e^e = -e$; $a^2(\tau, x) = A(\tau)a^2(x)$ характеризует безразмерную интенсивность (плотность потока энергии) лазерного излучения; $a^2(x) = a_0^2 I_0(x, a_0^2)$; $a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \lambda \times \sqrt{I_{00}}$; λ – длина волны лазерного излучения (мкм); I_{00} – интенсивность (плотность потока энергии) лазерного импульса в максимуме (Вт/см²); функция $A(\tau)$ – огибающая лазерного импульса. Функция $a^2(x)$ характеризует распределение лазерной интенсивности по радиусу; например, в численных расчетах для лазерного пучка с монотонным убыванием интенсивности при удалении от оси [6] использовался вариант $I_0 = \exp(-x^2)$, а для трубчатого лазерного пучка [2] распределение интенсивности по радиусу в размерных переменных задавалось в виде $I_0 = (r/r_0)^4 \exp[2 - 2(r/r_0)^2]$, где r_0 – радиус трубчатого пучка, связанный с размером $2R_{las}$ фокального пятна (по положению максимума интенсивности) соотношением $R_{las} = r_0$. В используемых нами безразмерных переменных это

распределение интенсивности трубчатого пучка принимает вид

$$I_0 = (x/b)^4 \exp[2 - 2(x/b)^2], \quad (3)$$

где $b = r_0/R$ – безразмерный радиус, задающий положение максимума интенсивности трубчатого пучка.

При исследовании уравнений вида (1) стандартным является метод характеристик. Наиболее просто это уравнение исследуется при не зависящем от времени электрическом поле, $p = p(x)$, что отвечает квазистационарному режиму, при котором длительность лазерного импульса превышает характерное время ускорения ионов. В этом случае характеристики уравнения (1) интегрируются и его решение $\tilde{f} = F(j_1, j_2)$ записывается через инварианты j_1 и j_2 :

$$j_1 = v^2/2 - \Phi, \quad j_2 = \tau - \int \frac{d\Phi}{\Psi(\Phi)\sqrt{2(j_1 + \Phi)}}, \quad (4)$$

где потенциал Φ и функция $\Psi(\Phi)$ связаны неявными соотношениями

$$p(x) = \partial_x \Phi = \Psi(\Phi). \quad (5)$$

Для детального понимания процесса ускорения ионов наибольший интерес представляет случай, когда интегралы (4) вычисляются в явном виде. Это реализуется при специальном задании пространственного распределения электрического поля p , которое тем не менее должно соответствовать физически оправданному профилю лазерной интенсивности трубчатого пучка. Остановимся на простом примере вычисления инвариантов и записи решения кинетического уравнения (1) для локализованного по радиусу распределения электрического поля вида

$$p = \rho \tanh y \cosh^{-2} y, \quad \rho = \frac{2e^2}{\omega_{Le}^2 R^2} (\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1), \quad (6)$$

$$x - b = y.$$

Вследствие цилиндрической симметрии задачи, электрическое поле в центре пучка ($x = 0$) должно обращаться в нуль, что для приведенного выше электрического поля выполняется с экспоненциально малой погрешностью при $b \gg 1$. Формально условие $p|_{x=0} = 0$ может быть точно выполнено для потенциала $\tilde{\Phi} = \Phi[1 - \exp(-\alpha^2 x^2)]$, $\alpha \gg 1$, отличающегося от Φ дополнительным множителем, который совпадает с единицей всюду за исключением малой окрестности нуля, $x \ll 1/\alpha$. В дальнейшем отличим Φ от $\tilde{\Phi}$ при $b \gg 1$ будем пренебрегать, считая его экспоненциально малым. Зависимость (6) электрического поля от координаты x отвечает линейному изменению с увеличением $|y|$ электрического поля в плазменном цилиндре при $|y| \ll 1$ и его экспоненциальному убыванию на больших радиусах $|y| \gg 1$. Электрическое поле в (6) можно представить, как и в (2), в виде пространственного градиента потенциала электрического поля, порожаемого пондеромоторной силой,

$$p = -\frac{\rho}{2} \partial_x \cosh^{-2} y. \quad (7)$$

Из сравнения (2) с (7) следует, что интенсивность лазерного излучения, которое создает электрическое поле (6), имеет вид

$$a^2(x) = 2\{[1 + (\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1) \cosh^{-2} y]^2 - 1\}. \quad (8)$$

Выбранная нами зависимость (8) также характеризуется типичным для трубчатого пучка монотонным убыванием интенсивности $I_0(x, a_0^2)$ при удалении в обе стороны от максимума, локализованного в точке $x = b$, $I_0(b, a_0^2) = 1$.

Использование (6) в (4) порождает решение кинетического уравнения (1) следующего вида:

$$\tilde{f} = F(\tilde{x}, \tilde{v}), \quad \tilde{\tau} = \tau \sqrt{\rho} \sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y}, \quad v^2 = v^2/\rho,$$

$$\sinh \tilde{y} = \sinh y \cosh \tilde{\tau} - v \cosh y \sinh \tilde{\tau} / \sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y}, \quad (9)$$

$$\tilde{v} \cosh \tilde{y} = v \cosh y \cosh \tilde{\tau} - \sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y} \sinh y \sinh \tilde{\tau}.$$

Для пренебрежимо малой ионной температуры (предел холодных ионов) и однородной начальной плотности ионов имеем $F|_{\tau=0} = n_0 \delta(v)$, решение (9) записывается в виде

$$f = n_0 \frac{\tilde{x}}{x} \delta(\sqrt{\rho} \tilde{v}). \quad (10)$$

Домножив (10) на единицу и v и проинтегрировав по v , получим выражения для интегральных характеристик ионов с функцией распределения (10) – их плотности и средней скорости,

$$n_{av} = n_0 \sum_k \frac{\tilde{x}_k}{x} \{ |\partial_v \tilde{v}|_{x=\text{const}}^{-1} \}_{|v=v_k}, \quad (11)$$

$$v_{av} = \frac{n_0}{n_{av}} \sum_k \frac{\tilde{x}_k}{x} \sqrt{\rho} \tilde{v}_k \{ |\partial_v \tilde{v}|_{x=\text{const}}^{-1} \}_{|v=v_k}.$$

Здесь в (11) $\tilde{x}_k = \tilde{x}(x, v_k)$ и суммирование происходит по всем значениям корней v_k уравнения $\tilde{v} = 0$, которое в переменных y, v имеет простой вид:

$$v/\sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y} - \tanh y \tanh(\tilde{\tau} \sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y}) = 0, \quad (12)$$

$$\tilde{\tau} = \tau \sqrt{\rho}.$$

Легко убедиться, что уравнение (12) не меняется при замене v на $-v$ и y на $-y$, т.е. кривые на фазовой плоскости $\{y, v\}$ симметричны относительно точки $y = 0, v = 0$. Ионы, лежащие в области с $y > 0$ (при $x > b$), ускоряются электрическим полем во внешнюю область трубчатого пучка. Ионы, расположенные во внутренней области трубчатого пучка $-b < y < 0$ (при $0 < x < b$), ускоряются к его оси. Такая ситуация сохраняется по крайней мере до определенного момента времени $\tau = \tau_c$, который определяется из условия достижения ионами, ускоряемыми внутрь оболочки трубчатого пучка, его оси. Графики кривых $\tilde{v} = 0$ на фазовой плоскости $\{y, v\}$ при $-b < y < \infty$ при различных значениях времени $\tilde{\tau} < \tau_c$ приведены на рис.1 для $b = 10$.

Поведение кривых на фазовой плоскости во внешней области, $y > 0$, фактически повторяет (после замены x на y) результаты работы [7]. Из них следует, что при больших временах $\tilde{\tau} > \tilde{\tau}_*$ зависимость $v(y)$ не является однозначной во всей области изменения переменной y и напoминает, например, профиль скорости при кулоновском

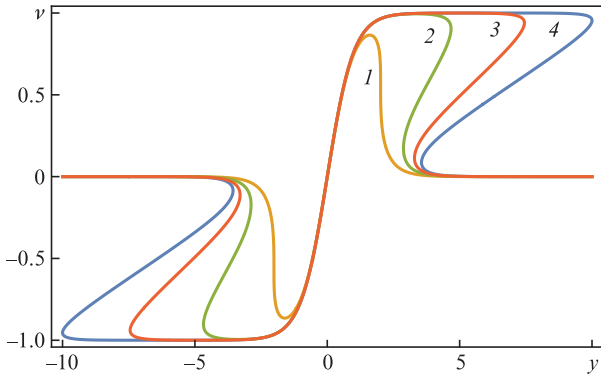


Рис.1. Графики кривых $v = v(y)$ на фазовой плоскости $\{y, v\}$ для моментов времени: $\tilde{t} = \tilde{t}_* \approx 2.78989$ (1) (момент опрокидывания профиля ионной скорости с образованием трехпоточкового режима), $\tilde{t} = \tilde{t}_c \approx 11.6955$ (4) (момент начала кумуляции ионов во внутренней области на ось пучка $y = -b = -10$), $\tilde{t} = 6$ (2) и 9 (3) (промежуточные значения времени).

взрыве плазмы [25], демонстрирующий обгон периферийных частиц внутренними частицами, которые находятся в более сильном ускоряющем поле. Верхняя y_{up} и нижняя y_{low} границы областей многозначности решения $y_{low} < |y| < y_{up}$ определяются условием обращения в нуль производной обратной функции $\partial_y v = 0$, что приводит к следующим двум уравнениям для координат границ:

$$\begin{aligned} \tilde{t}v - \omega \tanh y \tanh \omega &= 0, \\ \omega - \tilde{t}v \tanh y (\tanh \omega + \omega \cosh^{-2} \omega) &= 0, \\ \omega &= \tilde{t} \sqrt{v^2 + \cosh^{-2} y}. \end{aligned} \tag{13}$$

Момент \tilde{t}_* возникновения многопоточкового (трехпоточкового) режима находится из условий одновременного обращения в нуль производных $\partial_y v = \partial_{yy} v = 0$. Эти условия записываются в виде трех уравнений, объединяющих (13) и уравнение

$$\begin{aligned} \cosh^2 \omega_* \tanh \omega_* + \omega_* [1 + 2 \cosh^2 y_* v_*^2 (1 - \omega_* \tanh \omega_*)] &= 0, \\ \omega_* &= \tilde{t}_* \sqrt{v_*^2 + \cosh^{-2} y_*}. \end{aligned} \tag{14}$$

Численное решение уравнений (13), (14) дает «универсальные» (т.е. справедливые при любой величине ρ и b с учетом $b \gg 1$) значения $\tilde{t}_* \approx 2.78989$, $y_* \approx \pm 2.01412$, $v_* \approx \pm 0.55715$. Здесь знак плюс соответствует внешней области трубчатого пучка ($y > 0$), а знак минус – внутренней (приосевой) области трубчатого пучка ($-b < y < 0$).

При $\tilde{t} > \tilde{t}_*$ и $y > 0$, или, что то же самое, $x > b$, каждому y_i из области $y_{low} < y < y_{up}$ соответствует три значения переменной $v = v_1, v_2$ или v_3 . На верхней и нижней границах области многозначности, $y = y_{low}$ и y_{up} , два из трех корней сливаются.

Для внутренней области трубчатого пучка ($-b < y < 0$) картина кривых на фазовой плоскости является более сложной, учитывая дополнительные пространственно-временные ограничения. Во-первых, опрокидывание ионного потока при кумуляции ионов на ось, которое возникает при $\tilde{t} = \tilde{t}_c$, подразумевает, что момент опрокидывания достигается прежде, чем ионы пересекают ось пучка, т.е. координата точки опрокидывания $y_* > -b$.

Учитывая исходное предположение об экспоненциальной малости электрического поля на оси пучка, последнее условие выполнено с запасом, $|y_*| \ll b$. Во-вторых, отличие поведения ионов во внутренней области от трехпоточкового течения во внешней области начинает проявляться при пересечении ионами, ускоряемыми электрическим полем внутренней части оболочки трубчатого пучка, оси пучка. Момент \tilde{t}_c достижения ионами оси пучка и скорость $v_c < 0$ в этот момент находятся из условия совпадения границы трехпоточкового течения, задаваемой уравнениями (13), с осью пучка $y = -b$, т.е. $x = 0$:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_c &= \omega_c \cosh b (1 - \tanh^2 b \tanh^2 \omega_c)^{1/2}, \\ v_c^2 &= \tanh^2 \omega_c \frac{\tanh^2 b (1 - \tanh^2 b)}{1 - \tanh^2 b \tanh^2 \omega_c}, \end{aligned} \tag{15}$$

$$1 - \omega_c \tanh \omega_c \tanh^2 b + (\omega_c \tanh \omega_c - 1) \tanh^2 b \tanh^2 \omega_c = 0.$$

Изменение положения границ области трехпоточкового течения со временем \tilde{t} после опрокидывания и вплоть до момента кумуляции на ось, $\tilde{t}_c > \tilde{t} > \tilde{t}_*$, представлено на рис.2,а.

Чтобы изучить поведение кинетического уравнения после кумуляции ионов на ось, требуется понимать процессы пересечения ионами оси пучка и их дальнейшей эволюции в тормозящем электрическом поле. Поскольку, в силу цилиндрической симметрии задачи, электрическое поле обращается в нуль на оси лазерного пучка, то пере-

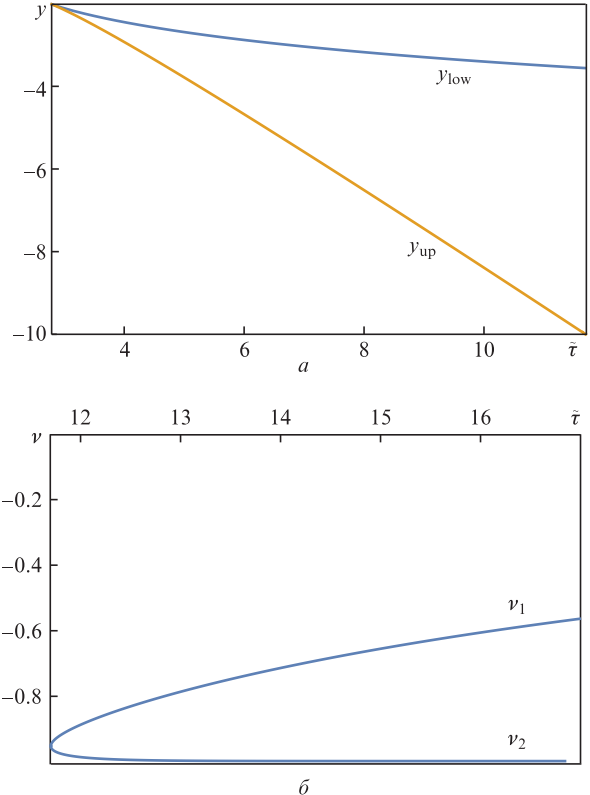


Рис.2. Зависимости от времени \tilde{t} координат границ $y_{up}, y_{low} < 0$ зоны трехпоточкового течения, $y_{up} < y < y_{low}$, для внутренней области трубчатого пучка $-b < y < 0$ при $b = 10$ и $\tilde{t}_* \leq \tilde{t} \leq \tilde{t}_c$, $\tilde{t}_* \approx 2.78989$, $\tilde{t}_c \approx 11.6955$ (а), а также скоростей ионов, $v_{1,2} < 0$, достигающих оси во внутренней области трубчатого пучка при $\tilde{t} > \tilde{t}_c \approx 11.6955$ (б).

сечение ее ионами эквивалентно появлению отраженных от оси ионов, динамика которых может рассматриваться на основе решения «начальной» задачи для ионов, расположенных в начальный момент (определяемый временем кумуляции на ось) на оси пучка и обладающих направленной от оси пучка скоростью. Подчеркнем, что процесс кумуляции на ось пучка происходит не одновременно для различных групп ионов: первыми там оказываются ионы, находящиеся на границе трехпоточкового течения. С увеличением времени $\tau > \tau_c$ оси пучка достигают ионы со скоростями как большими, так и меньшими по сравнению с v_c . Диапазон этих скоростей при $\tau > \tau_c$ характеризуется наименьшей $v_2 < 0$ и наибольшей по абсолютной величине $v_1 < 0$ скоростями и задается решением уравнений вида (12), в которых следует положить $y = -b$:

$$\frac{v_{1,2}}{\sqrt{v_{1,2}^2 + \cosh^{-2}b}} + \tanh b \tanh(\tilde{\tau} \sqrt{v_{1,2}^2 + \cosh^{-2}b}) = 0. \quad (16)$$

После отражения от оси ионы формируют облако летящих от нее ионов в тормозящем электрическом поле: их движение в приосевой области пучка становится пятипоточковым. Аналитическое решение краевой задачи для отраженных ионов получается, как и раньше, с помощью первых интегралов для кинетического уравнения (1). «Начальные» условия задаются положительной (т.е. направленной от оси пучка) скоростью ионов, $|v_a| > 0$, на оси пучка, $y = -b$, после отражения в момент времени $\tilde{\tau} = \tilde{\tau}_a$. Скорости ионов перед отражением (т.е. направленные к оси пучка) находятся из уравнения вида (16) с заменой $v_{1,2}$ на v_a , а положение точки \check{y}_{st} , из которой на ось приходят ионы со скоростью $v_a < 0$, задается выражением

$$\sinh \check{y}_{st} = -\sinh b \cosh \omega_a - \frac{v_a \cosh b \sinh \omega_a}{\sqrt{v_a^2 + \cosh^{-2}b}}, \quad (17)$$

$$\omega_a = \tilde{\tau}_a \sqrt{v_a^2 + \cosh^{-2}b}.$$

В частности, полагая $\tilde{\tau}_a = \tilde{\tau}_c$, получаем $\sinh \check{y}_{st} = -\sinh b / \cosh \omega_c$. Решая далее краевую задачу торможения для отраженных ионов с начальной скоростью $|v_c| > 0$, получаем, что ионы останавливаются в точке с координатой, совпадающей со стартовой точкой, откуда начался процесс ускорения, причем время торможения равно $\tilde{\tau}_c$. После этого процесс повторяется с образованием в приосевой области уже семипоточкового ионного течения. Характерный разброс по скоростям ионов, вовлеченных в многопоточковое движение, можно оценить, построив зависимость скоростей $v_{1,2}$ как функцию времени $\tilde{\tau}$ (рис.2,б). Из анализа этих зависимостей следует, что кроме ионов, достигших оси пучка в момент $\tilde{\tau} = \tilde{\tau}_c$, за характерное время процесса их последующего торможения (порядка $\tilde{\tau}_c$), оси пучка достигнут другие ионы, скорости которых лежат в диапазоне от v_2 до v_1 , т.е. величина разброса по скоростям ионов $|v_1 - v_2|$ сравнима с v_c , что свидетельствует о быстрой хаотизации динамики ионов в приосевой области.

3. Глобальные характеристики ионов

Наличие областей многопоточкового течения наглядно проявляется в их глобальных характеристиках. Это

средние характеристики ускоряемых ионов, вычисляемые с помощью интегрирования (в случае (10) суммирования) функции распределения ионов по их скоростям, а именно: средняя плотность и скорость, а также спектр ионов. Пересечение границы области многозначности сопровождается скачкообразным изменением числа частиц, дающих вклад в ионные моменты, т.е. в плотность и скорость, что приводит к соответствующим разрывам в этих характеристиках.

Использование (12) в (11) приводит к более простому виду соотношений, определяющих плотность и среднюю скорость ионов:

$$n_{av} = n_0 \sum_k \frac{1}{x} \left[b + \operatorname{arcsinh} \left(\frac{\sinh y}{\cosh \omega_k} \right) \right] | \partial_v \check{y}_{|v=v_k} |^{-1},$$

$$v_{av} = \frac{n_0}{n_{av}} \sum_k \frac{v_k}{x} \left[b + \operatorname{arcsinh} \left(\frac{\sinh y}{\cosh \omega_k} \right) \right] | \partial_v \check{y}_{|v=v_k} |^{-1},$$

(18)

$$\partial_v \check{y}_{|v=0} = \frac{\cosh y}{\sqrt{\sinh^2 y + \cosh^2 \omega}}$$

$$\times [\cosh^2 \omega - \tanh^2 y (\sinh^2 \omega + \omega \tanh \omega)].$$

В качестве иллюстраций формул (18) на рис.3 представлены типичные кривые распределений плотности ионов для четырех моментов времени, первый из которых соответствует началу опрокидывания ионного потока, а три последующих принадлежат области существования многопоточкового (в данном случае – трехпоточкового) течения.

Переход к многопоточковому (трехпоточковому) режиму сопровождается ожидаемым образованием особенностей в распределении плотности ионов, подобных тем, которые наблюдались при эволюции ионов в поле лазерного пучка с монотонно убывающей интенсивностью при удалении от его оси [7, 8], а также тем, которые неоднократно обсуждались в различных работах, связанных с возникновением многопоточковых движений при изучении динамики невзаимодействующих частиц [26], при анализе динамики бездиссипативного газа в расширяющейся Вселенной [27], в задачах о кулоновском взрыве плазмы (см., напр., [25, 28]). Обратим внимание, что расстояние между пиками плотности ионов во внешней области, где динамика ионов схожа с их динамикой для пучка с максимумом интенсивности на оси [7], так же быстро растет со временем, а сами пики имеют малую ширину. Это можно понять из анализа графиков кривой $\check{y} = 0$ на фазовой плоскости $\{y, v\}$: для областей, в которых производная $\partial_v \check{y}$ мала, что отвечает большим значениям средней плотности ионов, характерен малый диапазон изменения координаты y , и с ростом времени ширина таких областей уменьшается. Особенно это заметно для пика, который сильнее удален от положения максимума интенсивности трубчатого пучка.

Иная ситуация наблюдается во внутренней области трубчатого пучка: из двух пиков плотности наибольшая ширина оказывается у пика, который сильнее удален от положения максимума интенсивности трубчатого пучка. Ширина этого первого движущегося к оси пучка пика увеличивается со временем и оказывается максимальной

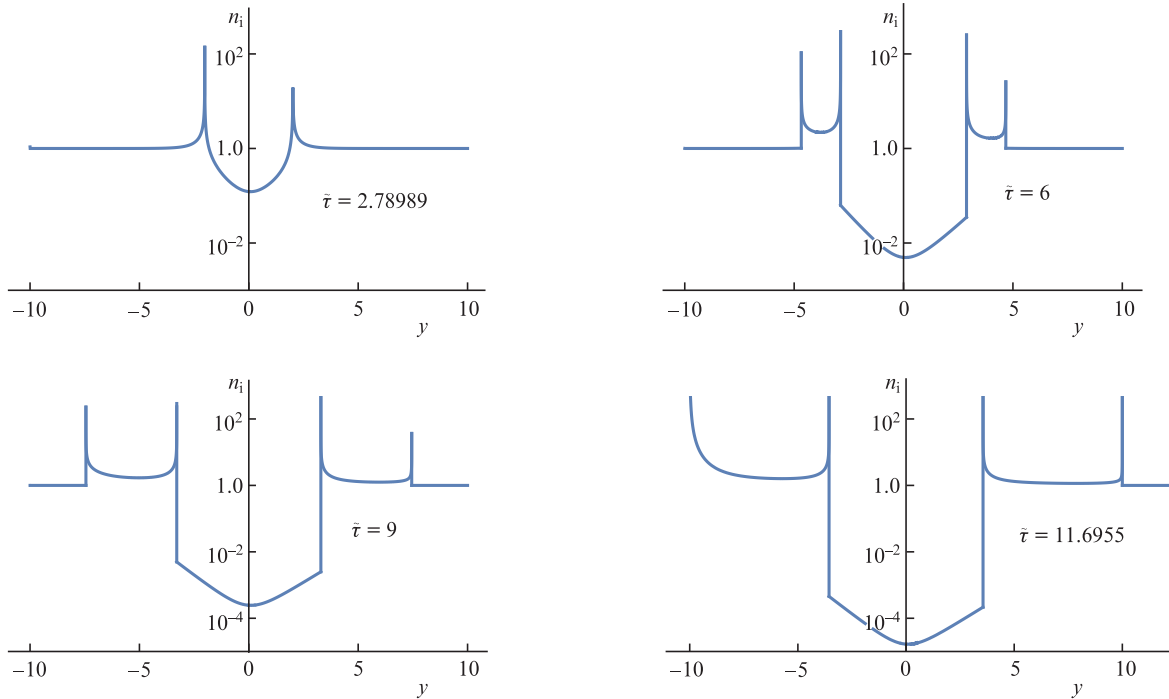


Рис.3. Пространственное распределение по координате x плотности ионов для тех же моментов времени, что и на рис.1; $b = 10$.

к моменту кумуляции ионов на ось пучка, т. е. значительная доля ионов внутренней области локализуется в окрестности оси пучка. Ширина же второгодвигающегося к оси пучка пика ионной плотности оказывается существенно уже, и число ионов в его окрестности невелико по сравнению с первым пиком. Такая структура хорошо прослеживается и в численном эксперименте с трубчатым лазерным пучком [2]. На рис. 1 в [2] во внутренней области после опрокидывания ионного профиля ясно видно образование двух пиков ионной плотности, первый из которых уширяется по мере приближения к оси пучка, достигая наибольшей ширины в момент кумуляции на ось. Прослеживается также явление отражения ионов от оси с образованием сгустка отраженных ионов. От второго пика визуально наблюдается только его пьедестал, поскольку очень малая ширина пика ионной плотности затрудняет обнаружение его центральной области в численных расчетах.

Аналогично тому, как это было сделано для средней плотности ионов, с помощью (18) можно построить графики средней скорости ионов, которые, как и при разлете пучка с максимумом интенсивности на оси, тоже будут иметь разрывы в местах пересечения границ областей существования многопоточковых течений. Однако здесь мы на этом останавливаться не будем, отсылая читателя к уже полученным ранее результатам для цилиндрического пучка с монотонно убывающей интенсивностью [7].

Помимо формул (18), задающих пространственное распределение средней скорости ионов и их плотность, представляют интерес также формулы, которые определяют энергетический спектр ускоренных ионов N_ϵ . Интеграл от N_ϵ по всем допустимым значениям энергий ионов $0 < \epsilon < \infty$ совпадает с полным числом ионов плазмы:

$$N_\epsilon = \pi \int_0^\infty dx x \sqrt{\frac{2}{\epsilon}} [f(x, \sqrt{2\epsilon}) + f(x, -\sqrt{2\epsilon})]. \quad (19)$$

Подстановка (10) в (19) определяет спектр ускоренных лазерным полем ионов:

$$N_\epsilon = 2\pi \frac{n_0}{\sqrt{2\epsilon}} \sum_k \left[b + \operatorname{arcsinh} \left(\frac{\sinh y}{\cosh \omega_k} \right) \right] \left| \partial_x \check{v}|_{x=x_k} \right|^{-1}, \quad \check{\epsilon} = v^2/2, \quad (20)$$

$$\partial_x \check{v}|_{\check{v}=0} = \frac{\tilde{\tau}}{\cosh y \sqrt{\sinh^2 y + \cosh^2 \omega}}$$

$$\times \left[\tanh^2 y - \cosh^2 \omega \frac{\tanh \omega}{\omega} (1 + v^2 - 2 \tanh^2 y) \right].$$

Здесь в (20) суммирование, в отличие от (18), происходит по всем значениям корней x_k уравнения $\check{v} = 0$. Максимальное значение энергии ионов, так называемая отсечка по энергии, $\check{\epsilon}_m = v_m^2/2$, в произвольный момент времени находится из системы двух уравнений:

$$\tilde{\tau} v_m - \omega_m \tanh y_m \tanh \omega_m = 0, \quad \omega_m = \tilde{\tau} \sqrt{v_m^2 + \cosh^{-2} y_m}, \quad (21)$$

$$\omega_m \tanh^2 y_m - \cosh^2 \omega_m \tanh \omega_m (1 + v_m^2 - 2 \tanh^2 y_m) = 0.$$

Типичный вид спектрального распределения ионов по энергии представлен на рис.4 для тех же моментов времени, что и пространственное распределение плотности. Кривые на рис.4 характеризуют спектральное распределение ионов только из внутренней области, т. е. летящих к оси пучка и представляющих наибольший интерес. Видно, что при $\tilde{\tau} \gtrsim 5$ энергия ионов достигает своего максимального значения, $\check{\epsilon}_m \approx 1/2$, которое с дальнейшим ростом $\tilde{\tau}$ практически не меняется. Отметим одну особенность спектрального распределения ионов для трубчатого пучка, проявляющуюся в сравнительно плавном нарастании N_ϵ^- вблизи верхней границы спектра, что свидетельствует о появлении заметной доли ионов с большой энергией в процессе их

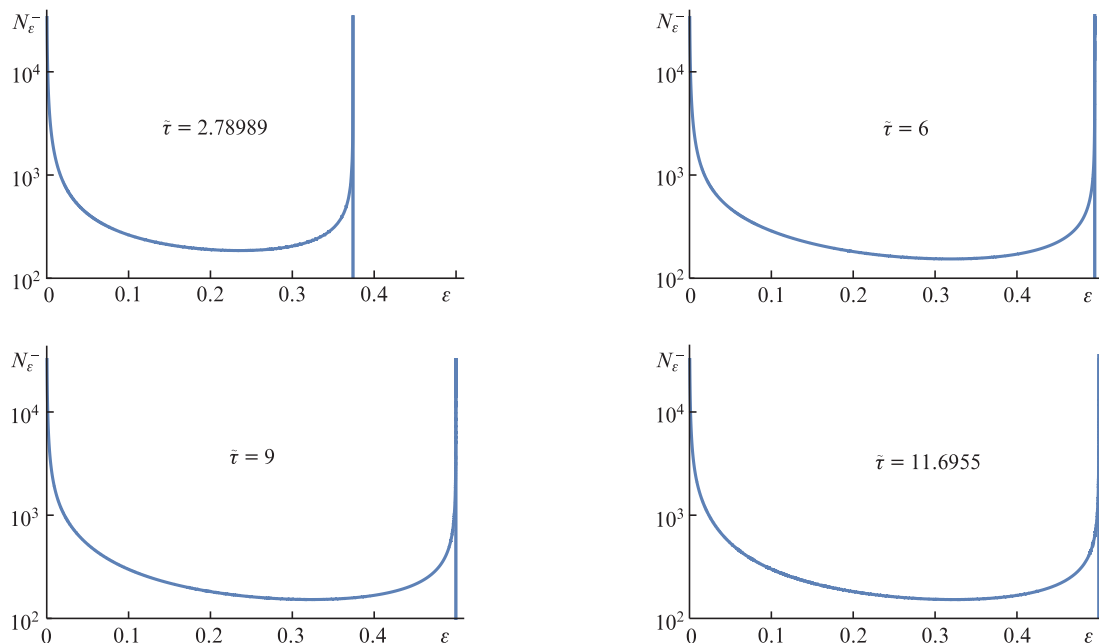


Рис.4. Спектр распределения ионов по энергии ϵ для тех же моментов времени, что и на рис.1. Знак минус в обозначениях спектральной плотности N_ϵ^- означает, что эти кривые характеризуют спектральное распределение ионов только из внутренней области, т. е. летящих к оси пучка.

ускорения. Подобная форма спектральных кривых наблюдалась также при ускорении ионов супергауссовым лазерным пучком [9].

4. Обсуждение результатов и выводы

Из полученных выше результатов следует, что максимальная величина энергии $\check{\epsilon}_m$ ускоряемых ионов не превышает значения $1/2$, которое достигается за время $\tilde{\tau}$, близкое к времени возникновения многопоточкового движения $\tilde{\tau}_*$. Это означает, что для достижения максимальной энергии ионов длительность лазерного импульса $\tilde{\tau}_{las}$ должна быть не менее $\tilde{\tau}_*$. В размерных переменных это ограничение принимает вид

$$t_{las} \geq t_* = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{A}{Z} \frac{M}{m} \frac{R}{c} \frac{\tilde{\tau}_*}{\sqrt{p_{max}}}}, \quad (22)$$

где p_{max} – максимальное (по абсолютной величине) значение нормированной амплитуды электрического поля $p_0(y)$, определяемой из соотношения $p = (c^2/\omega_{lc}^2 R^2)p_0$. Для обсуждаемого в работе электрического поля (6) экстремумы $p_0(y)$ (максимум $p_0(y)$ во внешней области и минимум – во внутренней) и соответствующее этим экстремумам значение

$$p_{max} = \frac{2\rho}{3\sqrt{3}} \frac{\omega_{lc}^2 R^2}{c^2} = \frac{4}{3\sqrt{3}} (\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1) \quad (23)$$

достигаются при $y_{max} = \text{arcsinh}(1/\sqrt{2})$. Отметим, что число точек экстремума электрического поля для трубчатого пучка равно двум, в отличие от варианта цилиндрического пучка с монотонно убывающей от оси интенсивностью. При переходе от $a_0 \ll 1$ к $a_0 \gg 1$ квадратичная зависимость $p_{max} = (3\sqrt{3})^{-1} a_0^2$ от a_0 сменяется линейной $p_{max} = (2/3)^{3/2} a_0$. Для расчета времени кумуляции ионов на ось t_c следует заменить в (22) $\tilde{\tau}_*$ на $\tilde{\tau}_c$.

Максимальное значение энергии ионов в размерных переменных через параметры лазера и плазмы записывается в виде

$$E_m = \frac{3\sqrt{3}}{2} \check{\epsilon}_m Z p_{max} m c^2, \quad (24)$$

что при $\check{\epsilon}_m = 1/2$ дает верхнюю оценку для энергии ускоряемых ионов $E_{max} = 3\sqrt{3} p_{max} Z m c^2 / 4$. На временах меньших, чем требуется для достижения максимальной энергии $\check{\epsilon}_m = 1/2$, энергия отсечки находится из уравнений (21).

Отметим, что формула (22), как и в случае цилиндрического пучка с максимумом интенсивности на оси, обладает очевидной универсальностью, в том смысле, что хотя конкретное числовое значение $\tilde{\tau}_*$ и связано с деталями пространственной структуры электрического поля (2), но зависимость p_{max} от интенсивности a_0^2 в (23) является наиболее существенной для определения момента возникновения многопоточкового режима. При этом следует ожидать адекватных оценок для t_* с использованием (22) для близких пространственных распределений лазерной интенсивности.

В качестве примера рассмотрим кумуляцию дейтронов на ось трубчатого лазерного пучка с параметрами, использованными в [2]: интенсивностью 2×10^{19} Вт/см² и длительностью лазерного импульса $t_{las} \approx 400$ фс, при облучении газообразного дейтерия с плотностью $n_D \approx 10^{20}$ см⁻³. Для характерных масштабов $R \approx 1$ мкм и $b = 10$, что отвечает радиусу лазерного пятна по максимальной интенсивности $R_{las} = bR = 10$ мкм и ширине кольца по половине максимальной интенсивности ~ 1.51 мкм, из (22) – (24) получаем $t_* \approx 0.28$ пс, $t_c \approx 1.13$ пс и $E_{max} \approx 1$ МэВ.

Интересно сравнить характерные времена и пространственные масштабы электрического поля, которые получены в настоящей работе, с аналогичными величинами, использованными в численном эксперименте [2]. Так, например, максимальная амплитуда безразмерного

электрического поля, создаваемого лазерным пучком с распределением интенсивности (3), оказывается примерно в 4 раза меньше, чем задаваемая формулой (23), в то время как масштаб его локализации по радиусу примерно в 4 раза больше. Действительно, анализируемое в нашей работе электрическое поле (6) внутри кольца имеет максимальную амплитуду $p_{\max} \approx 1.54$ при $x \approx 9.532$ и резко спадает при $x \lesssim 7$, т.е. зона ускорения ионов узкая и находится на границе внутренней области кольца, а вне этой зоны ионы летят по инерции. В работе [2] ситуация несколько иная: амплитуда ускоряющего ионы электрического поля имеет максимум $p_{\max}^{\text{sar}} \approx 0.377$ при $x \approx 5.45$, спадает при приближении к оси пучка и исчезающе мала лишь в приосевой области $x \lesssim 1.5$. Это означает, что в численном эксперименте [2] ускорение ионов происходит практически во всей внутренней области за исключением узкой приосевой области пучка. Поскольку амплитуда ускоряющего электрического поля в [2] вчетверо меньше получаемой по формуле (23), то оценка характерного времени опрокидывания ионного потока согласно (14) должна быть вдвое больше приведенной выше, $t_*^{\text{sar}} = 2t_* \approx 0.56$ пс, что соответствует оценкам работы [2]. При этом время кумуляции на ось $t_c^{\text{sar}} \approx 1.2$ пс в [2] вдвое превышает t_*^{sar} и сравнимо с приведенным выше $t_c \approx 1.13$ пс, что может быть следствием факта формирования ударной волны плотности непосредственно в приосевой области, и поэтому для достижения оси пучка ей требуется существенно меньшее время, чем получается для волны плотности, которая возникает в обсуждаемой выше модели на границе внутренней области кольца. Наконец, оценка максимальной энергии ионов при $\dot{\epsilon}_m = 1/2$ согласно (24) для условий численного эксперимента [2], учитывая вчетверо меньшую амплитуду ускоряющего электрического поля $p_{\max}^{\text{sar}} \approx p_{\max}/4$, составляет $E_{\max}^{\text{sar}} \approx 250$ кэВ, что также согласуется с результатами [2].

Отметим, что использованная в настоящей работе модель динамики ионов в ускоряющем поле, задаваемом пондеромоторной силой трубчатого лазерного пучка, позволяет получить пространственно-временные и спектральные характеристики ускоренных ионов. Ограничением на применимость этой модели может являться нарушение баланса силы электростатического поля разделения зарядов и пондеромоторной силы лазерного пучка, например за счет роста теплового давления электронов. Последовательный подход к учету этого эффекта связан с изучением кинетики электронов и требует проведения дальнейших дополнительных исследований с использованием полной системы уравнений кинетики частиц плазмы в самосогласованном поле. Эти исследования послужат дополнительным обоснованием утверждения, что опрокидывание профиля ионного потока не является существенным ограничением математической модели, если оно происходит вне области локализации сильного электрического поля лазерного пучка, где движение ионов происходит в баллистическом режиме.

Подводя итог, отметим, что в рамках предложенной модели проанализировано поведение функции распределения ионов в зависимости от параметров плазмы и лазерного пучка и для различных моментов времени построены пространственные распределения для плотности ионов плазмы. Найдено спектральное распределение энергии ускоренных ионов и энергия отсечки. Исследовано условие возникновения областей многопоточковых ионных течений с формированием бесстолкно-

тельных ударных волн, определены пространственные границы областей, и указан момент возникновения такого режима. Основной вывод, который следует из приведенного анализа, – различие поведения ионов в приосевой области трубчатого пучка, заключенной между максимумом лазерной интенсивности и осью пучка, и во внеосевой области, расположенных при больших радиусах, чем положение максимума интенсивности. После опрокидывания ионного потока во внеосевой области образуются и в дальнейшем сохраняются трехпоточковый и однопоточковый режимы разлета ионов. Иная ситуация складывается в приосевой области, где после опрокидывания ионного потока летящие к оси ионы формируют области однопоточковых и трехпоточковых течений. Очевидно, что с течением времени эта картина усложняется: после остановки отраженных ионов и их разворота следует ожидать появления областей семипоточкового течения, и далее произойдет полная хаотизация движения ионов в приосевой области. Получена оценка времени торможения ионов и времени кумуляции на ось, а также оценка характерного периода осцилляций ионов вблизи оси пучка и его зависимости от параметров плазмы и пучка.

Приведенные в работе результаты основаны на аксиальной симметрии трубчатого релятивистского лазерного пучка, что подразумевает его устойчивость по отношению к филаментации, приводящей к формированию мелкомасштабной нитеобразной структуры лазерного пучка и разрушению осевой симметрии. Простое условие отсутствия релятивистской филаментации может быть записано в виде неравенства, требующего, чтобы характерная толщина трубки лазерного пучка $\sim R$ не превышала характерную длину волны филаментационной неустойчивости $2\pi/\omega_{Le}$, т.е. $R/\lambda_{\text{las}} \lesssim \gamma \sqrt{n_{cr}/n_e}$. Здесь λ_{las} – длина волны лазерного излучения; n_e – электронная плотность среды; n_{cr} – критическая плотность; $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$. Для обсуждавшихся выше параметров плазмы и пучка ($n_{cr}/n_e \approx 10$, $\gamma \approx 3$, $R/\lambda_{\text{las}} \approx 1$) это неравенство выполняется с большим запасом.

Более строгий подход к анализу филаментационной неустойчивости релятивистского лазерного пучка при учете релятивистско-пондеромоторной нелинейности, дополненный численным моделированием [29], показывает, что развитие филаментационной неустойчивости определяется соотношением между двумя безразмерными параметрами, которые характеризуют лазерно-плазменную систему (по крайней мере для цилиндрического пучка, интенсивность которого монотонно убывает с ростом r и имеет максимум на оси), а именно: $\mu \equiv R_{\text{las}}\omega_{Le}/c$ и $\eta \equiv P_0/P_{cr}$. Здесь $P_{cr} \approx 1.6198 \times 10^{10} (\omega/\omega_{Le})^2$ Вт – критическая мощность, а P_0 – максимальная мощность в падающем лазерном пучке. Как следует из [29], область стабильного (без филаментации) распространения пучка включает все $\eta > 1$, если величина μ близка к значению, отвечающему наименьшей собственной самозахваченной моде в нелинейном режиме, $\mu \approx \mu_c \sim 2$. С другой стороны, филаментация также не возникает в широком диапазоне изменений μ для умеренных значений $1 < \eta \leq 10$. Фактически это означает, что зона филаментации приблизительно соответствует области $\mu > 20$, $\eta > 16$ на плоскости параметров $\{\mu, \eta\}$, что указывает на большой диапазон применимости полученных нами результатов. Для модели трубчатого пучка вместо μ следует использовать $\mu_{tr} = R\omega_{Le}/c$, т.е. заменить R_{las} на R . Отметим, что приведенное

выше простое условие отсутствия филаментации согласуется с результатами более строгого рассмотрения на основе [29], если в качестве η и μ выбрать их наименьшие значения, η_{\min} и μ_{\min} , отвечающие ближайшей к началу координат точке с координатами $\{\eta_{\min}, \mu_{\min}\}$ на границе зоны филаментации.

Модель цилиндрической кумуляции ионов на ось представляет интерес применительно к импульсному источнику нейтронов при иницировании реакции синтеза, идея создания которого была сформулирована еще в 60-х годах прошлого столетия [30]. Поскольку скорость реакции пропорциональна произведению плотностей сталкивающихся частиц и кумуляция на размере лазерного фокального пятна происходит быстро, можно рассчитывать на получение очень короткоимпульсного источника термоядерных нейтронов с помощью достаточно плотной (хотя и прозрачной) плазмы при использовании уже имеющих лазерных импульсов субпикосекундной длительности релятивистской интенсивности. При этом речь идет не об экстремально высокой интенсивности, а такой, которая обеспечивает энергии дейтронов на уровне менее 1 МэВ, что отвечает параметру $a \lesssim 1$. Длительность нейтронной вспышки будет определяться временем прохода лазерным импульсом по самофокусирующему каналу, $\tau_n = L_D/c$, длина которого определяется потерями лазерного импульса [31], $L_D \approx a c \tau_{\text{las}} n_{\text{cr}} / 4 n_e$, где τ_{las} – длительность лазерного импульса.

Для трубчатого пучка число ионов, ускоряемых в приосевой области, и число ионов, ускоряемых во внеосевой области, приблизительно одинаковы, и максимальные значения энергии ускоренных ионов также примерно равны. Однако эффект кумуляции приводит к тому, что значения плотности ускоренных ионов в приосевой и внеосевой областях различаются, и, следовательно, дает различные значения числа N (на единицу длины лазерного канала) участвующих в реакции ускоренных ионов (например, дейтронов). Оценку этого числа можно получить из уравнения

$$\frac{dN}{dt} = \sigma(v) v N_d n_d. \quad (25)$$

Здесь N_d – число дейтронов, участвующих в реакции с сечением $\sigma(v)$ (на единицу длины лазерного канала), n_d – плотность дейтронов.

Для дейтронов, летящих наружу (во внеосевой области), время реакции $t_{\text{out}} \approx l_d/v$ задается длиной l_d пробега ускоренных дейтронов со скоростью v в газе дейтронов с невозмущенной плотностью $n_d^+ = n_0$. Тогда для числа dd-реакций (генерируемых нейтронов) от летящих наружу дейтронов (на это указывает верхний индекс «+»), получаем следующую оценку:

$$N_{\text{out}} \approx \sigma(v) l_d N_d^+ n_0. \quad (26)$$

Для плазмы докритической плотности длина пробега дейтронов существенно превышает размер фокального лазерного пятна, $l_d \gg R_{\text{las}}$. В самом деле, согласно [32], для обсуждаемых здесь параметров лазерного излучения и плазмы величина l_d составляет ~ 0.539 см при энергии дейтронов $E_{\text{max}} = 200$ кэВ, ~ 0.873 см при 400 кэВ и ~ 1.84 см при 1 МэВ, так что приведенное выше условие выполняется с большим запасом.

Для дейтронов, летящих к оси пучка, следует выделить два временных интервала с существенно разной ско-

ростью генерации нейтронов. Первый соответствует характерному времени пролета t_c ускоренных дейтронов со скоростью v в газе дейтронов с невозмущенной плотностью $n_d^- \approx n_d^+ \approx n_0$. Тогда для числа нейтронов, генерируемых летящими внутрь дейтронами (на это указывает верхний индекс «-») за время $0 < t < t_c$, получаем следующую оценку:

$$N_{\text{in}}^{t_c} \approx \sigma(v) v t_c N_d^- n_0. \quad (27)$$

Поскольку число дейтронов, ускоренных в направлении к оси, N_d^- , и во внешнюю область, N_d^+ , примерно равны, $N_d^- \approx N_d^+$, а также равны плотности газа невозмущенных дейтронов, $n_d^- \approx n_d^+ \approx n_0$, то отличие оценки (27) от (26) заключается лишь в замене t_c на t_{out} , что дает существенно меньшее (в l_d/R_{las} раз) значение числа нейтронов, $N_{\text{in}}^{t_c}/N_{\text{out}} \approx R_{\text{las}}/l_d \ll 1$.

Значительно большего вклада следует ожидать от эффекта кумуляции на ось двух взаимопроникающих потоков ускоренных дейтронов с относительной скоростью $2v$ и плотностью n_d^{pl} , намного превышающей n_0 . Характерное время генерации нейтронов, происходящей при $t > t_c$, оказывается порядка времени пролета дейтронов t_{pl} через центральную область «сжатой» плазменной нити с характерным поперечным размером $2R_{\text{pl}}$, т. е. $t_{\text{pl}} \approx 2R_{\text{pl}}/v$. При $R_{\text{pl}} \ll R_{\text{las}}$ время пролета дейтрона через область плотной плазменной нити, т. е. время нейтронной вспышки, мало по сравнению с временем кумуляции на ось ($t_c \gg t_{\text{pl}}$). Для оценки величины n_d^{pl} заменим реальное неоднородное распределение плотности дейтронов в плазменной нити с особенностью на оси на усредненное с постоянной плотностью, которую можно найти из условия сохранения числа дейтронов, вылетевших из области кольца $R_{\text{low}} < r < R_{\text{las}}$, где $R_{\text{low}} = R[b + \gamma_{\text{low}}(t_c)]$, в приосевую область $0 < r < R_{\text{pl}}$.

$$n_d^{\text{pl}} = n_0 (R_{\text{las}}/R_{\text{pl}})^2 [1 - (R_{\text{low}}/R_{\text{las}})^2]. \quad (28)$$

Как следует из результатов наших численных расчетов (см. рис.3), ускоренные из примыкающей к внутренней области кольца ионы сосредоточены не только в области плазменной нити, но и в остальной части внутренней области. Это означает, что формула (28) дает несколько завышенную, но по порядку величины правильную, оценку плотности дейтронов в плазменной нити. Для числа нейтронов, генерируемых в сжатой плазменной нити за время t_{pl} , получаем следующую оценку:

$$N_{\text{in}}^{t_{\text{pl}}} \approx 2\sigma(2v) v t_{\text{pl}} N_d^- n_d^{\text{pl}}. \quad (29)$$

Используя отношение (29) к (27)

$$\frac{N_{\text{in}}^{t_{\text{pl}}}}{N_{\text{in}}^{t_c}} = \frac{4\sigma(2v) R_{\text{las}}}{\sigma(v) R_{\text{pl}}} \left[1 - \left(\frac{R_{\text{low}}}{R_{\text{las}}} \right)^2 \right], \quad (30)$$

можно оценить роль вкладов в N_{in} от нейтронной вспышки в плазменной нити и от генерации нейтронов в объеме от R_{pl} до R_{low} . Например, для обсуждаемых здесь параметров $R_{\text{low}}/R_{\text{las}} \approx 0.645$ и $R_{\text{las}}/R_{\text{pl}} \approx 10^2$ получаем $N_{\text{in}}^{t_{\text{pl}}}/N_{\text{in}}^{t_c} \approx 2.4 \times 10^2 [\sigma(2v)/\sigma(v)] \gg 1$, учитывая сравнительно слабую зависимость сечения реакции от скорости дейтронов в интересующем нас интервале вблизи значения $E_{\text{max}} \sim 1$ МэВ (отношение $\sigma(2v)/\sigma(v)$ составляет 1.935 при энергии дейтронов $E_{\text{max}} = 200$ кэВ, 1.549 при 400 кэВ и 1.37 при 1 МэВ).

Таким образом, число нейтронов, которые генерируются во вспышке на оси, существенно превышает число нейтронов, генерируемых за время t_c кумуляции дейтронов на ось. Отметим, что число нейтронов, создаваемых за то же время во внешней области, примерно равно N_{in}^{fc} и, следовательно, также мало по сравнению с числом нейтронов во вспышке. Однако полное число нейтронов, генерируемых во внешней области за время t_{out} , в l_d/R_{las} раз больше, чем N_{in}^{fc} , что дает оценку для отношения $N_{in}^{pl}/N_{out} \approx 2.4 \times 10^2 (R_{las}/l_d) [\sigma(2v)/\sigma(v)]$. Учитывая зависимость сечения реакции и длины пробега дейтронов от их скорости, т. е. от энергии, приведем характерные значения этого отношения при различных энергиях дейтронов. Для верхней границы обсуждаемого диапазона энергий $E_{max} = 1$ МэВ, что отвечает интенсивности 2×10^{19} Вт/см², это отношение составляет $N_{in}^{pl}/N_{out} \approx 0.179$. С уменьшением энергии ионов величины этого отношения растут: при $E_{max} = 0.4$ МэВ, что отвечает интенсивности 5.42×10^{18} Вт/см², получаем $N_{in}^{pl}/N_{out} \approx 0.426$, а при $E_{max} = 0.2$ МэВ, что отвечает интенсивности 2.33×10^{18} Вт/см², имеем $N_{in}^{pl}/N_{out} \approx 0.861$, т. е. величины N_{in}^{pl} и N_{out} становятся одного порядка. Наконец приведем оценку числа нейтронов во вспышке (на единицу длины лазерного канала):

$$N_{in}^{pl} = 4\sigma(2v)N_d^- n_0 \frac{R_{las}^2}{R_{pl}} \left[1 - \left(\frac{R_{low}}{R_{las}} \right)^2 \right]. \quad (31)$$

Для дейтронов с энергией $E_{max} = 0.2$ МэВ имеем $\sigma(2v) \approx 0.0728 \times 10^{-24}$ см² и для остальных использованных выше параметров плазмы и пучка ($n_0 = 10^{20}$ см⁻³, $R_{las} = 10^{-3}$ см, $R_{pl} = 10^{-5}$ см, $N_d^- = \pi n_0 R_{las}^2 (1 - R_{low}^2/R_{las}^2) \approx 0.6\pi \times 10^{14}$ см⁻¹) получаем $N_{in}^{pl} \approx 3.3 \times 10^8$ см⁻¹.

В настоящей работе теоретически обосновано явление кумулятивной лазерной генерации нейтронов в виде короткой (по сравнению со стандартными методами) вспышки, возникающей при пересечении ионных потоков в процессе их цилиндрической кумуляции, что согласуется с численным расчетом. Подчеркнем, что важной оказывается очень малая длительность нейтронного импульса, практически без потери в числе возникающих термоядерных нейтронов в сравнении с обычно обсуждаемой схемой их генерации от оси лазерного пучка в объеме окружающего газа [9]. Обычно время t_{pl} мало по сравнению со временем τ_n , и последнее определяет длительность нейтронной вспышки, которая, например, для лазерного импульса умеренной интенсивности, $a \sim 1$, с длительностью ~ 400 фс, распространяющегося в плазме с $n_0 = 10^{20}$ см⁻³, составит $\tau_n = a\tau_{las} n_{cr}/4n_e \approx 5$ пс. При этом выход dd-нейтронов за вспышку ожидаем на уровне $\sim 0.5 \times 10^7$. Нейтронный источник ультракороткой длительности может быть интересен для диагностики быстротекающих процессов в плотных веществах.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01283).

- Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.-Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 787 (1997) [*J. Theor. Exp. Phys. Lett.*, **66**, 828 (1997)].
- Саркисов Г.С., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 20 (1999) [*J. Theor. Exp. Phys. Lett.*, **69**, 20 (1999)].
- Sarkisov G.S., Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Tikhonchuk V.T., Maksimchuk A., Chen S.-Y., Wagner R., Mourou G., Umstadter D. *Phys. Rev. E*, **59**, 7042 (1999).
- Tripathi V.K., Taguchi T., Liu C.S. *Phys. Plasmas*, **12**, 043106 (2005).
- Lifschitz A., Sylla F., Kahaly S., Flacco A., Veltcheva M., Sanchez-Arriaga G., Lefebvre E., Malka V. *New J. Phys.*, **16**, 033031 (2014).
- Macchi A., Ceccherini F., Cornolti F., Kar S., Borghesi M. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**, 024005 (2009).
- Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *Физика плазмы*, **41**, 374 (2015) [*Plasma Phys. Rep.*, **41**, 343 (2015)].
- Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *ЖЭТФ*, **148** (1), 5 (2015) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **121** (1), 1 (2015)].
- Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. *ЖЭТФ*, **115**, 2080 (1999) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **88** (6), 1137 (1999)].
- Yamagiwa M., Koga J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, 2526 (1999).
- Fritzer S., Najmudin Z., Malka V., Krushelnick K., Marle C., Walton B., Wei M.S., Clarke R.J., Dangor A.E. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 165004 (2002).
- d'Humieres E., Antici P., Glesser M., Boeker J., Cardelli F., Chen S., Feugeas J.L., Filippi F., Gauthier M., Levy A., Nicolai P., Pepin H., Romagnani L., Sciscio M., Tikhonchuk V.T., Willi O., Kieffer J.C., Fuchs J. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, 124025 (2013).
- Zani A., Dellasega D., Russo V., Passoni M. *Carbon*, **56**, 358 (2013).
- Кузнецов А.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Буланов С.В. *Физика плазмы*, **27**, 225 (2001).
- Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
- Popov K.I., Rozmus W., Bychenkov V.Yu., Naseri N., Capjack C.E., Brantov A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 195002 (2010).
- Bochkarev S.G., Brantov A.B., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *J. Russ. Laser Res.*, **42**, 292 (2021).
- Pradhan P., Ung B. *IEEE Photonics J.*, **10** (1), 6500310 (1999).
- Balakirev V.A., Onishenko I.N., Povrozin A.I., Tolstoluzhsky A.P., Yegorov A.M. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36** (4), 1847 (2008).
- Schimpf D.N., Putnam W.P., Grogan M.D.W., Ramachandran S., Kartner F.X. *Opt. Express*, **21** (15), 18469 (2013).
- Гиргель С.С. *Проблемы физики, математики и техники*, № 4 (25), 11 (2015).
- Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Поврозин А.И., Толстолужский А.П., Егоров А.М. *Вопросы атомной науки и техники*, **4**, 77 (2008).
- Миллер М.А. *Известия ВУЗов, сер. Радиофизика*, **1**, 110 (1958).
- Литвак А.Г. В кн. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича (М.: Атомиздат, 1980, т. 10, с. 164–242).
- Kaplan A.E., Dubetsky V.Y., Shkolnikov P.L. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (14), 143401 (2003).
- Арнольд В.И. *Теория катастроф* (М.: Наука, 1990).
- Гуревич А.В., Зыбин К.П. *УФН*, **165** (7), 723 (1995).
- Kovalev V.F., Popov K.I., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. *Phys. Plasmas*, **14**, 052103 (2007).
- Borisov A.B., Shiryayev O.B., McPherson A., Boyer K., Rhodes C.K. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **37**, 569 (1995).
- Gryzinski M., Nowikowski J., Sadowski M., Skladnik-Sadowska E., Suckewer S. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **10**, 450 (1968).
- Decker C.D., Mori W.B., Tzeng K.C., Katsouleas T. *Phys. Plasmas*, **3**, 2047 (1996).
- Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (ред.) *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991).