04

Оценка возможности создания плазменной оптики для пучков протонной лучевой терапии

© Д.А. Жидков

Национальный исследовательский центр „Курчатовский Институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: zhidkov_da@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 16 августа 2024 г.
В окончательной редакции 10 марта 2025 г.
Принято к публикации 25 марта 2025 г.

Численно, методом частицы в ячейке, учитывающим столкновения, исследована возможность использования плазмы как оптического элемента для управления нерелятивистскими протонными пучками с энергией порядка 250 MeV, используемых в протонной лучевой терапии. Такая оптика позволила бы существенно снизить вторичное излучение в процессах коллимации, рассеяния или поворота стандартного протонного пучка, а также стала бы важной частью управления ионными пучками, ускоряемыми в плазме, формируемой короткими мощными лазерными импульсами. Пассивная плазменная оптика для нерелятивистских пучков протонной лучевой терапии возможна лишь в плазме, формируемой оптической ионизацией среды короткоимпульсным лазерным излучением. Оптическая ионизация газовой среды позволяет осуществлять формирование значительных плазменных градиентов с температурой электронов, зависящей от интенсивности ионизирующего лазерного излучения, a_0. Генерируемое при этом поперечное электрическое поле $E_\perp = -\nabla_\perp[N_e T_e(a_0)]/eN_e$ (для релятивистских интенсивностей лазерного излучения $a_0 > 1$ температура электронов линейно зависит от a_0: $T_e(a_0) \sim mc^2 a_0$) может иметь напряженность, достаточную для серьезного влияния на протонные и даже ионные пучки. В экспериментах это проявляется как быстрое (взрывное) формирование плазменных каналов даже при относительно невысоких интенсивностях коротких лазерных импульсов. Структура взрывных плазменных каналов зависит от фокусировки и поляризации лазерного излучения и его мощности. При прохождении вдоль такого канала даже нерелятивистские протонные пучки могут фокусироваться, рассеиваться или отклоняться от первоначальной траектории.

Ключевые слова: протонная лучевая терапия, медицинская физика, пучки в плазме, плазменные каналы.

DOI: 10.61011/0000000000

Введение

Протонно-лучевая терапия, а также ионно-лучевая терапия, активно развиваемые направления медицины, которые доказали свою эффективность [1,2]. В настоящее время, наряду с совершенствованием ускорителей и гантри традиционных систем протонной лучевой терапии (ПЛТ) [1–4], активно исследуются как лазерная ПЛТ [5,6], так и ее комбинация с традиционными системами ускорения тяжелых заряженных частиц. Так, например, согласно работе [7], начата активная разработка кольцевого углеродного ускорителя с инжекцией углеродных ионов ускоренных фемтосекундным лазерным излучением в плазме. Тем не менее вопросы радиационной безопасности остаются одним из ключевых элементов ПЛТ [8]. Возможным направлением, позволяющим улучшить радиационную безопасность, может являться плазменная оптика, которая в принципе может позволить существенное снижение вторичного излучения при управлении пучками заряженных частиц.

Под плазменной оптикой понимается плазменный объект, способный изменить пространственные характеристики проходящего через него пучка заряженных частиц через фокусировку, рассеяние или отклонение этого пучка. В настоящее время плазменная оптика стала объектом серьезного изучения применительно к релятивистским электронным пучкам и к мощному лазерному излучению. В основном это связано с разработкой новых принципов формирования релятивистских пучков заряженных частиц [9–11]. Особенный интерес к плазменной оптике проявился при появлении короткоимпульсных и мощных лазеров, излучение которых позволяет создавать плазму произвольной конфигурации за счет оптической ионизации среды [12–15]. Плазменная оптика пучков условно разделяется на пассивную и активную. В пассивной оптике пучок, воздействуя на плазму, изменяет свои характеристики [11,14]. В активной плазменной оптике поля, меняющие характеристики пучка, создаются дополнительным внешним воздействием. Одним из примеров активной плазменной оптики является плазма z-пинча, в которой магнитное поле регулируется плазменным током и имеет структуру, схожую со структурой системы квадрупольных магнитов [16–18]. Короткие лазерные импульсы также могут формировать поля, достаточные, например, для коллимации релятивистских электронов [11,14]. Однако для нерелятивистских тяжелых частиц, таких как протоны

и многозарядные ионы, плазменная оптика не считается сколько-нибудь перспективной.

В настоящей работе численно исследуется принципиальная возможность применения плазменной оптики для нерелятивистских протонных пучков, основанной на использовании плазмы, формируемой оптической ионизацией. Для этой цели адаптирован многомерный код FPlaser [19] и проведено моделирование методом частицы в ячейке динамики протонных пучков, характерных для ПЛТ в плазме различной конфигурации и с начальной температурой электронов, равной пондеромоторному потенциалу лазерного импульса. Такая температура достигается в кильватерной волне лазерного импульса как правило после ее распада [20,21].

1. Пассивная и активная плазменная оптика пучков

Традиционно считается, что плазменная оптика возможна только для релятивистских пучков заряженных частиц, для которых справедливо уравнение Беннета–Будкера [22–24], которое в системе отсчета покоя пучка выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial E_\perp}{\partial r} = 4\pi e\left[\pm\frac{N_B}{\gamma_B} - \gamma_B(N_e - N_i)\right],$$

где $E_\perp, r$ — поперечное электрическое поле и координата, N_B — плотность пучка, N_e, N_i — плотности электронов и ионов плазмы, γ_B — релятивистский фактор пучка, знак плюс для ионного и знак минус для электронного пучков. Поскольку знаки в членах правой части уравнения всегда разные, даже небольшое отличие плотности электронов от плотности ионов приводит к фокусировке пучка независимого от знака заряда. Если же γ_B порядка единицы (нерелятивистский случай), то условия фокусировки кажутся довольно жесткими, $N_B < |N_e - N_i|$. Выполнение такого условия в пассивном случае не получается проверить аналитически, и возможность фокусировки пучка требует численных расчетов методом частицы в ячейке.

В активном случае выполнение подобного условия начинает зависеть от внешнего фактора и может быть достигнуто при определенных его параметрах. Однако и при этом конечный результат может быть исследован только численно. Следует отметить, что активная оптика может являться более гибкой и, наряду с фокусировкой пучка, может его рассеивать и даже отклонять. Для релятивистских электронов, наравне с разрядной плазмой и низкотемпературной плазмой, формируемой оптической ионизацией [25–30], кандидатом на активную плазменную оптику претендуют и „взрывные“ плазменные каналы, создаваемые фемто- или пикосекундными лазерными импульсами [25,30]. В отличие от разрядной плазмы в оптической плазме температура электронов может достигать релятивистских значений. Однако для протонных пучков если плазменная оптика возможна,

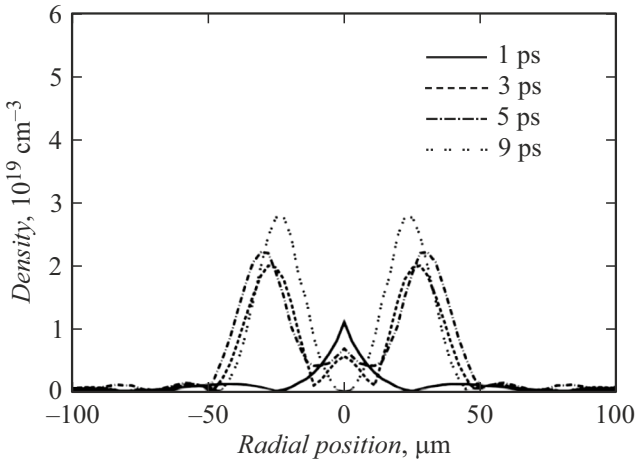

Рис. 1. Динамика поперечного распределения плотности плазмы аргона в канале, создаваемом лазерным импульсом с энергией 90 mJ, длительностью импульса 0.3 ns, длинна волны лазера $0.8\,\mu$m [22].

то только с использованием „взрывных“ плазменных каналов.

„Взрывные“ плазменные каналы формировались и исследовались с целью создания волноводов для мощных лазерных импульсов [25–30] и ускорения электронов в кильватерной волне лазерного импульса. На рис. 1 показана типичная динамика плазмы, измеренная в лазерном канале струи газа аргона [25]. Несмотря на высокую плотность газа, неоптимальное отношение массы к заряду ионов аргона, скорость ионов достигает значительных величин, $v \sim 10^9$ cm/s. Конечно, после нескольких наносекунд подобный канал релаксирует и превращается в область прогретой плазмы, и ионы плазмы практически остаются неподвижными. Однако, если заряженная частица придет извне, то, имея продольную скорость, эта частица по выходу из области плазмы может сохранить значительную поперечную компоненту скорости. Так, протоны с энергией 250 MeV в пучке, проходящем через плазму на рис. 1, отклонились бы на телесный угол 0.16–0.3 rad. Высокая скорость поперечного движения ионов связана с тем, что электроны в плазме, создаваемой оптической ионизацией, имеют высокую температуру T_e. Она оценивается, как близкая к пондеромоторному потенциалу [21] $U = mc^2\left(\sqrt{1 + a_0^2/n} - 1\right)$, где $a_0 = eE_L/mc\omega$, E_L — напряженность лазерного электрического поля, ω — частота лазерного излучения, $n = 1$ или 2 в зависимости от поляризации лазерного излучения. Порядка единицы a_0 становится при интенсивности лазерного излучения 10^{18} Wt/cm2. Такая температура может достигаться после распада кильватерной плазменной волны.

В свою очередь, скорость движения ионов, как известно, определяется температурой электронов, зарядом и массой ионов: $V_i = (2kZT_e/M)^{0.5}$, где Z, M — заряд и масса иона. Такая скорость ионов формируется плазмен-

ным полем $E = -\nabla_\perp(N_e T_e)/eN_e$ [31] и направлена от оси симметрии плазмы, в результате образуется плазменный канал. Соответственно пучок протонов также будет приобретать поперечную компоненту скорости, величина которой зависит от времени воздействия поля на протоны. Однако в отличие от плазменных ионов, заряженная частица, движущаяся вдоль канала, будет под воздействием качественно иного поля. Например, в плазменном канале, сформированном в изначально однородном газе, где плотность положительного заряда на периферии выше, чем в центре, положительно заряженный протон будет смещаться к центру. Если же использовать плазму, создаваемую радиально поляризованным лазерным импульсом [32], поперечное распределение интенсивности которого имеет форму тора, то формируемая плазма будет иметь минимум плотности в центре, а пучок, проходящий через центр тора, должен фокусироваться эффективнее. А, например, образование плазмы на градиенте плотности газового потока должно приводить к отклонению протона пучка по градиенту плотности. Таким образом, лазерные плазменные каналы могли бы быть хорошим инструментом как для фокусировки, рассеяния ионного пучка, так и для его отклонения до заданного угла. Проверка данных оценок возможна только численно.

2. Моделирование динамики протонного пучка в плазме

Моделирование динамики протонного пучка в плазме должно быть выполнено методом частицы в ячейке [33]. Для этой цели используется модифицированный код FPlaser [19]. При этом самосогласованно решаются уравнения для поля в виде

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{c\partial t} = \mathrm{rot}\mathbf{B} - \frac{4\pi}{c}[\mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_p], \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{c\partial t} = -\mathrm{rot}\mathbf{E} \tag{2}$$

и уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho_{e,i,p}}{\partial t} + \mathrm{div}\mathbf{j}_{e,i,p} = 0. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{j}_e, \mathbf{j}_i, \mathbf{j}_p$ — электронный, ионный и протонный токи в плазме, $\rho_{e,i,p}$ — плотность заряда частиц. Используется метод Бунемана [34] для взвешивания токов, в котором уравнение (3) решается автоматически как в двух-, так и в трехмерном варианте расчета с помощью аккуратного численного метода взвешивания. Движение протонов, ионов и электронов плазмы решается в релятивистском приближении для каждого сорта частиц, это позволяет расширить возможности используемого кода. Поскольку движение ионов в данной проблеме является ключевым, их движение необходимо учитывать в расчетах. Уравнение движения имеет стандартный вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\Big[\mathbf{E} + \mathbf{p} \times \frac{\mathbf{B}}{Mc\gamma}\Big] - \mathbf{F}, \tag{4}$$

где q и M — заряд и масса частицы, $\mathbf{p}$ — момент частицы, γ — релятивистский фактор. Очень часто движением ионов плазмы пренебрегают в подобных расчетах, однако в данной задаче движение ионов может существенно влиять на формирования плазменных каналов и соответственно на движение протонного пучка. В уравнении (4) $\mathbf{F}$ — сила трения, определяемая уравнением Ланжевена [35]. В данных расчетах использовалась только часть силы, ответственная за упругие столкновения электронов плазмы с нейтральными атомами и ионами, которая имеет следующий вид [35]:

$$\begin{aligned}\mathbf{F} = &-\frac{m}{M}\,v\mathbf{v}\Big[\sigma_1 N_{gas} + 4\pi\Lambda N_i\Big(\frac{e^2}{mv^2}\Big)^2\Big] \\ &+ \frac{e^2}{m}\sqrt{\frac{4\pi\Lambda N_i}{v}}\Big(\boldsymbol{\xi} - \frac{v(\xi v)}{v^2}\Big) \\ &+ \sqrt{\frac{\sigma_2 v^3 N_{gas}}{8}}\Big(\boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta} - \frac{v(\boldsymbol{\xi} + \boldsymbol{\eta}, v)}{v^2}\Big) \\ &+ \sqrt{\frac{2\sigma_1 - \sigma_2)v^3 N_{gas}}{8}}\,\frac{\mathbf{v}(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\eta}, \mathbf{v})}{v^2}.\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь Λ — кулоновский логарифм; N_{gas}, N_i — плотности нейтрального газа и ионов плазмы; $\mathbf{v}$ — скорость электрона плазмы, M — масса ионов; σ_1, σ_2 — транспортные сечения столкновений электронов с атомами газа [36]; $\boldsymbol{\xi}+, \boldsymbol{\eta}$ — трехкомпонентные случайные гауссовы процессы с характеристиками:

$$\xi_i(t) \le 0,\ < \xi_i(t)\xi_k(t+\tau) \ge \delta_{ik}\delta(\tau),\ \int\limits_t^{t+\Delta t} \xi_i(t')dt' = p_i\sqrt{\Delta t},$$

где p_i — случайное число из нормального распределения со средним, равным единице, и дисперсией, равной нулю. При необходимости система может быть дополнена силой для столкновения одинаковых частиц [35]. Столкновения одинаковых частиц выполняются в системе отсчета, где частицы покоятся. При необходимости добавляется нейтральная компонента на периферии плазмы, где ионизация не происходит. В данной конкретной работе влияние этой компоненты несущественно и поэтому не учитывалось. Однако в ряде случаев эта компонента может влиять на формирование плазменного канала и ее учет необходимо иметь в коде.

Поскольку для учета столкновений необходимо знание плотности, а часто температуры и средней скорости частиц, вводится дополнительно кинетическая сетка, включающая несколько ячеек более мелкой сетки метода „частицы в ячейке“. Для каждой такой кинетической ячейки вычисляются средние значения

$$N = \sum \rho_i;\ u = \sum \rho_i v_i/N;\ T = \sum \rho_i (v_i - u)^2/3N,$$

где ρ_i — плотность i-частицы, v_i — ее скорость, N — плотность частиц, T и u — их температура и средняя скорость.

Взвешивание токов и полей в двумерном варианте является линейным, а в трехмерном квадратичным [19,34]. Граничные условия являются стандартными и заключаются во введение поглощающего слоя [37]. Начальные значения напряженностей полей стандартно выбирались нулевыми. Для учета поля пучка использовалась компенсационная модель, когда наряду с пучком движется аналогичный пучок с псевдо-частицами, имеющими противоположный заряд, равный заряду пучка. Со временем заряд псевдочастиц быстро убывает, и за короткое время поле пучка становится равным его полю в вакууме. Метод хорошо работает как с нерелятивистскими, так и релятивистскими пучками.

3. Динамика протонного пучка в плазменном канале

Вычисления проводились в двухмерном приближении для плазмы водорода длинной до 10 cm и поперечным размером в 1 cm, с пространственным разрешением $\Delta x^{-1} \sim 3000/\mathrm{cm}$. Расчеты проводились с 4 частицами в каждой ячейке для каждого их сорта. Плотность плазмы бралась в диапазоне $N_e \sim 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Такая низкая плотность плазмы выбиралась для избегания заметного изменения характеристик протонного пучка при его распространении на сантиметровых длинах. В то же время величина напряженности поперечного поля должна слабо зависеть от плотности плазмы. Протонный пучок с зарядом 50–200 pC, длинной 3 mm и поперечным размером 1 mm распространялся слева направо вдоль плазмы. Размеры пучка выбирались так, чтобы быть близкими к типичным параметрам пучков стандартной ПЛТ. Поперечные размеры пучков, ускоряемых лазерным излучением, обычно заметно меньше $100\,\mu$m, и меньше соответствующие градиенты давления и, как результат, величины электрических полей могут быть на порядки выше, из-за возможности лучшей фокусировки лазерного импульса и, соответственно, более высокого пондеромоторного потенциала, но и поперечные размеры канала нужны существенно меньше.

Расчеты проводились для энергии пучка 250 MeV в отсутствие поперечных импульсов, идеальный пучок. Профиль плазмы при $t = 0$, где $t = 0$ момент вхождения протонного пучка в плазму, выбирался для имитации прохождения лазерного импульса и задавался в трех видах: однородная плазма, плазма с максимумом плотности в центре и плазма с минимумом плотности в центре — последнее, для имитации плазмы, создаваемой радиально поляризованным лазерным излучением. При прохождении протонного пучка профиль плазмы будет существенно меняться, влияя на характеристики протонного пучка. Так как моделирование распространения ионизирующего излучения и последующий распад кильватерной волны на исследуемых расстояниях технически затруднено, то начальные условия для скоростей

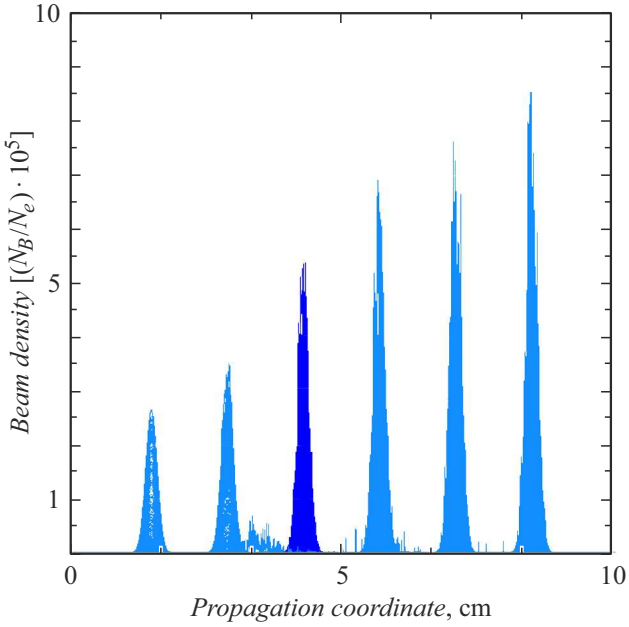

Рис. 2. Распространение пучка протонов с зарядом 50 pC, энергией 250 MeV в плазме с плотностью $N_e = 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, и начальной температурой электронов 9 keV.

электронов в плазме задавались, исходя из их начальной энергии, равной 9 keV (связь этой температуры с параметрами лазерного импульса обсуждается ниже), и в зависимости от профиля плотности. Так, для начально однородной плазмы и начально плазмы с максимумом в центре электроны получали одинаковую энергию и скорости для движения от центра; для плазмы, имитирующей воздействие радиально поляризованного лазерного импульса, распределение было: электроны симметрично двигались в стороны от каждого максимума плотности. Начально ионы плазмы покоились. Для исследования возможности рассеяния центр протонного пучка сдвигался от максимума плазмы; для исследования фокусировки и рассеяния пучок помещался в центр экстремума плотности плазмы.

На рис. 2 показана динамика протонного пучка в плазме невысокой плотности. Поскольку влияние такой плазмы на распространение пучка невелико, то он движется прямолинейно. Однако эффект плазмы заметен и проявляется в виде фокусировки пучка. Его плотность увеличивается с пройденным расстоянием. Как уже отмечалось, этот эффект связан с формированием плазменного канала с положительным зарядом, имеющим минимум по центру. Соответственно сила, действующая на протоны пучка, смещает их в центр. Все это справедливо для не слишком большого заряда пучка, когда поле плазмы все еще больше поля самого пучка. В данных расчетах плотность пучка существенно меньше плотности плазмы и это условие легко достижимо. При ускорении протонов лазерным излучением плотность заряда пучка может быть заметно выше, и компенсация

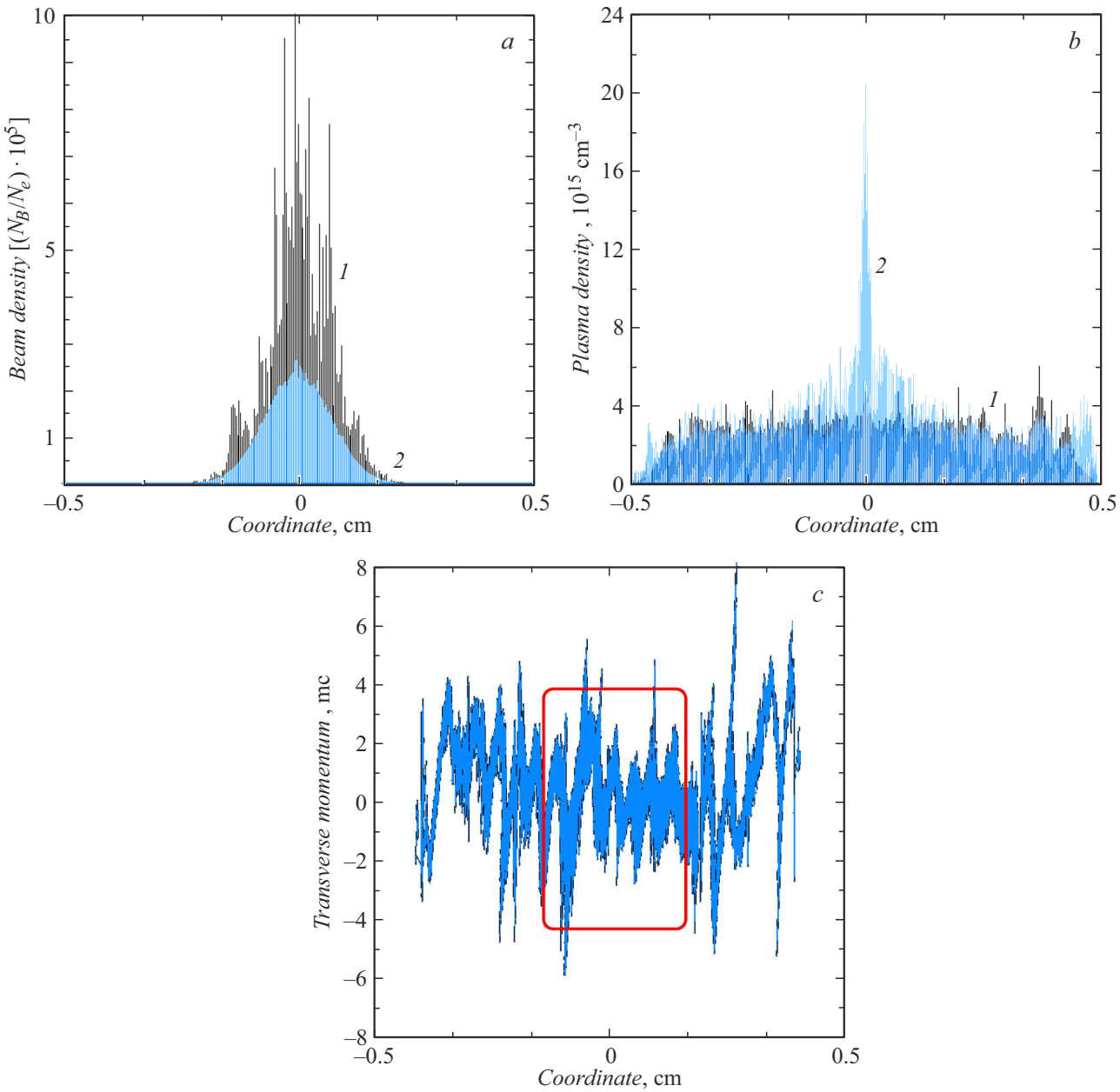

Рис. 3. Параметры пучка протонов с зарядом 50 pC и энергией 250 MeV после прохождения расстояния 10 cm в однородной плазме с плотностью $N_e = 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ в момент времени $t = 0$; *a* — профиль протонного пучка после прохождения плазмы (*1*) и на входе в плазму (*2*); *b* — профиль электронов и ионов плазмы, формируемой лазерным импульсом с пондеромоторным потенциалом ~ 9 keV; *c* — распределение поперечного импульса протонов в пучке после прохождения плазмы, выделенная область показывает расположение пучка протонов в пределах сигмы, т. е. в области максимальной плотности пучка.

поля пучка может потребовать увеличения плотности плазмы и интенсивности ионизующего излучения. Так же заметно, что небольшая доля протонов тормозится в процессе распространения пучка, что связано с формированием продольной кильватерной волны самого пучка, с ростом плотности плазмы доля замедленных протонов возрастает.

Чтобы выяснить каким образом плазма влияет на характеристики пучка, были проведены расчеты для различных профилей и величины плотности плазмы в небольшом диапазоне. На рис. 3, *a* представлены результаты расчета профиля протонного пучка после пробега в 10 cm в плазме с изначально однородным распределением плотности (параметры плазмы даны на рис. 3, *b*). Можно видеть, что плотность протонного пучка в центре заметно выросла. Это результат как фокусировки пучка в образующемся „взрывном“ канале, так и модулирования протонного пучка поперечной плазменной волной. Эффект модуляции проявляется в том, что расстояние между пиками плотности близко к длине

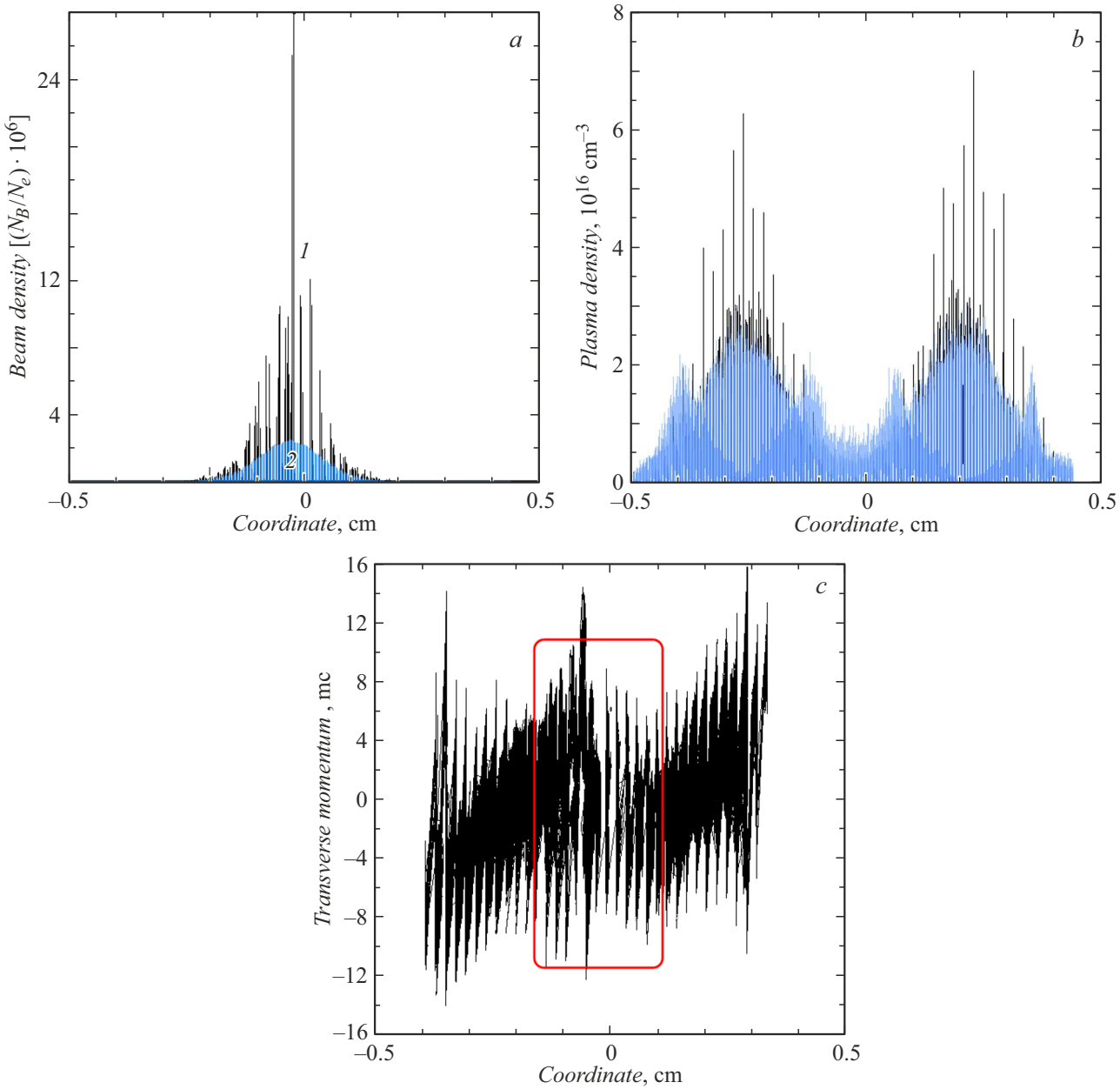

Рис. 4. Параметры пучка протонов с зарядом 50 pC и энергией 250 MeV после прохождения расстояния 10 cm в плазме с плотностью $N_e = 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$, формируемой радиально поляризованным лазерным импульсом; *a* — профиль протонного пучка после прохождения плазмы (*1*) и на входе в плазму (*2*); *b* — профиль электронов и ионов плазмы, формируемой пондеромоторным потенциалом 9 keV; *c* — распределение поперечного импульса протонов в пучке после прохождения плазмы, выделенная область показывает расположение пучка протонов в пределах сигмы.

плазменной волны, $\lambda_p = (\pi mc^2/e^2N_e)^{1/2}$. На рис. 3, *c* представлены импульсы всех протонов пучка, включая крылья распределения, поэтому специально выделена область основной плотности пучка в пределах сигмы, соответствующей нормальному распределению. На рисунке видны сильные осцилляции поперечного импульса протонов. В результате протонный пучок после выхода из плазмы будет рассеиваться с поперечной скоростью $v \sim (2{-}3)m_ec/M_p$, где m_e — масса электрона и M_p — масса протона. Однако, если расстояние до мишени невелико, то пучок будет сфокусирован. Интересно, что на коллимацию протонов могла влиять также возросшая плотность электронов в центре пучка. Это чисто плазменный процесс, так как плотность протонного пучка на порядки ниже плотности плазмы. Похожая картина наблюдается в случае плазмы, создаваемой радиально-поляризованным лазерным импульсом (рис. 4). Наличие минимума плотности плазмы и заметная коллимация электронов в центре пучка привела к существенно возросшей фокусировке протонов, на порядок величи-

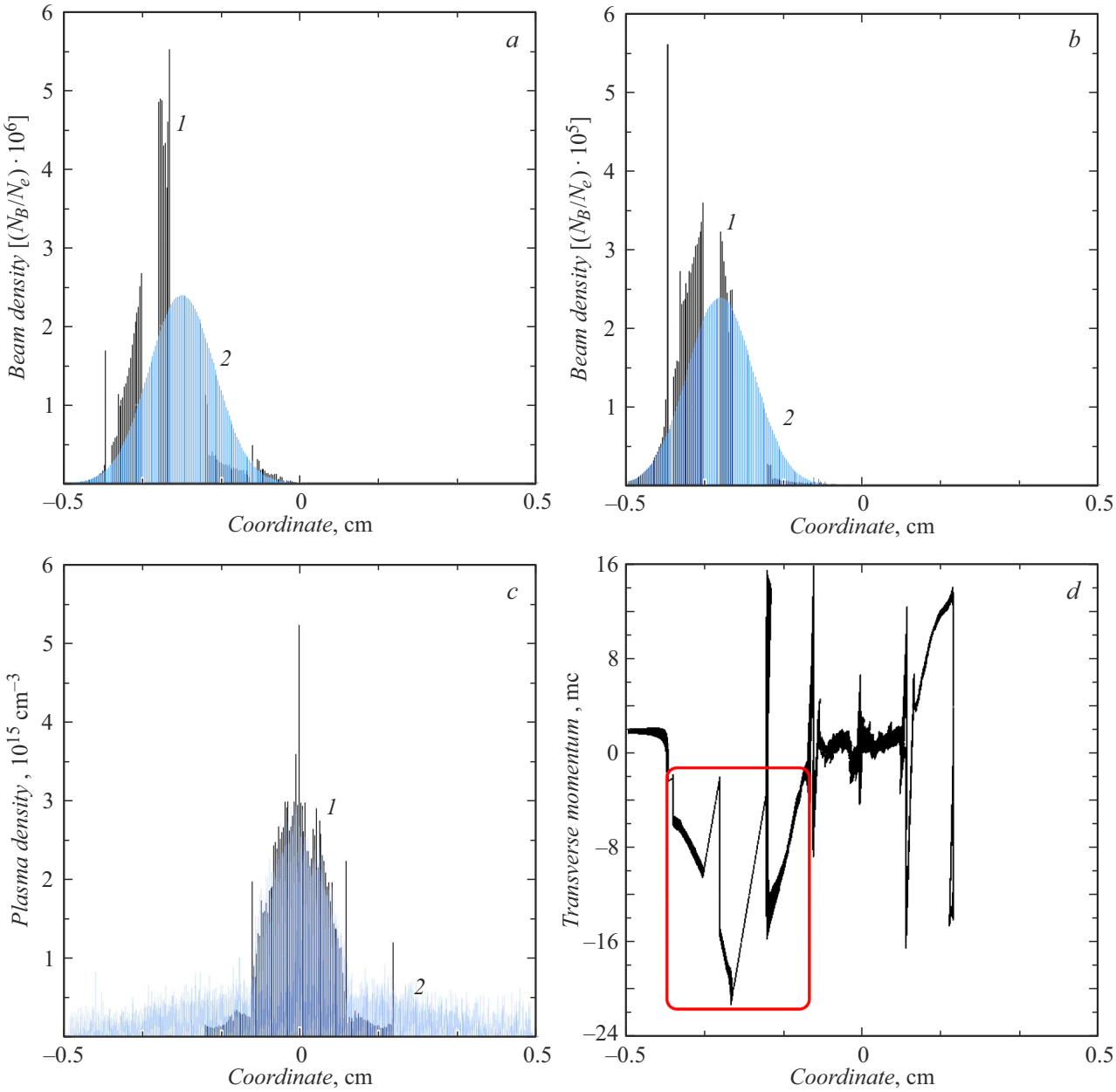

Рис. 5. Параметры пучка протонов с зарядом 50 pC и энергией 250 MeV после прохождения расстояния 10 cm в плазме с плотностью $N_e = 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$ с поперечным размером сравнимым с поперечным размером пучка; *a, b* — профили протонного пучка, смещенного относительно центра плазмы на 2, 5 и 3 mm, после прохождения плазмы (*1*) и на входе в плазму (*2*); *c* — профиль электронов и ионов плазмы, формируемой пондеромоторным потенциалом 9 keV; *d* — распределение поперечного импульса протонов в пучке после прохождения плазмы с параметрами как на рис. 5, *b*, выделенная область показывает расположение пучка протонов в пределах сигмы, т. е. в области основной плотности пучка.

ны. При этом вырос и поперечный импульс протонов (рис. 4, *c*). На рис. 4, *c* видно, что характерная скорость составляет $v \sim 8m_e c/M_p$. При этом заметно изменение знака скорости в центре пучка, что говорит о прямой фокусировке пучка протонов плазмой.

Поведение пучка протонов, смещенных относительно центра плазмы, иллюстрирует рис. 5. На рисунке даны профили плотности (рис. 5, *a, b*) пучка при различных его смещениях от центра плазмы с профилем, показанным на рис. 5, *c*. Можно видеть зависимость профиля пучка от величины смещения, которая определяется уменьшением напряженности электрического поля при удалении от центра плазмы. Видна не только фокусировка пучка протонов, но и заметное их смещение на периферию плазмы. При этом величина поперечной скорости пучка достигает $v \sim 20m_e c/M_p$, или $v \sim 4 \cdot 10^8$ cm/s (рис. 5, *d*). Отметим, что уменьшение диаметра пучка и плазмы могут увеличить напряженность электрического

поля на порядок величины, однако такие параметры применимы только для пучков протонов, ускоренных лазерным излучением из плотных мишеней [6]. Важной характеристикой является поведение плазмы (рис. 5, *b*). Как видно, релаксация плазмы низкой плотности требует существенного времени, что означает возможность использования плазменной оптики для длинных, порядка десятка наносекунд, протонных пучков. Однако для непрерывных пучков данная техника может быть не применима. Изменение давления плазмы в расчетах в пределах порядка величины не меняла существенно поведение пучков протонов при прохождении 8–10 cm плазмы. Однако увеличение плотности плазмы до $N_e = 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ на этих длинах приводило к заметному увеличению длительности пучка за счет торможения протонов продольным лазерным полем. Увеличение плотности протонов пучка на 1–2 порядка величины не привело к заметному изменению динамики процесса, поскольку она во всех случаях оставалась существенно ниже плазменной плотности. Следует отметить, что в случае пучков протонов, ускоренных лазерным излучением, влияние протонов пучка может быть существенным из-за его высокой начальной плотности.

Заключение

Впервые рассмотрена возможность использования сверхсильных поперечных электрических полей в плазме, создаваемой оптической ионизацией короткими лазерными импульсами для влияния на траекторию движения нерелятивистских протонных пучков. Для этого проведены расчеты методом частицы в ячейке движения нерелятивистских протонных пучков во „взрывном“ плазменном канале, образованном в результате оптической ионизации газа коротким лазерным импульсом. Результаты показывают принципиальную возможность использовать подобные плазменные каналы для управления и корректировки протонных пучков для лучевой терапии. Максимальный эффект фокусировки достигается преимущественно в плазме, создаваемой радиально поляризованным лазерными импульсами, которые формируют плазму с минимумом плотности на оси распространения пучка. Тогда как для рассеяния протонного пучка требуется плазма с максимумом плотности в центре оси. Процесс фокусировки слабо зависит от плотности плазмы в рассматриваемом диапазоне и полного заряда пучка. Этот результат может нарушаться для пучков протонов, формируемых лазерным излучением из-за высокой начальной плотности пучка.

Поскольку температура электронов определяется интенсивностью лазерного импульса, то и напряженность поля и соответственно поперечная скорость протонов существенно зависят от его интенсивности. Максимальные импульсы электронов плазмы нелинейно зависят от интенсивности лазерного излучения. Поперечные скорости протонов могут достигать величин порядка 10^9 cm/s и существенно влиять на последующую динамику пучков. Однако реальное применение этой техники зависит от поперечных размеров пучка. Хотя плотность протонного пучка обычно мала, формирование им кильваторной волны на больших длинах приводят к потере энергии. Расчеты показывают, что напряженности поля слабо зависят от плотности плазмы, как и должно следовать из известного выражения $E_\perp = -\nabla_\perp[N_e T_e(a_0)]/eN_e$. Это в значительной степени определяет выбор плотности оптического элемента. Для формирования начальной температуры электронов порядка 10 keV на длине плазмы ~ 10 cm и на поперечных размерах порядка 1–2 mm, характерных для пучков обычных ускорителей, требуется энергия порядка $0.2(N_e/10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3})$ J. Отсюда понятно, что низкие плотности плазмы кажутся предпочтительнее. Кроме того, увеличение плотности плазмы влияет на энергетические параметры пучка ионов. Однако для создания такой температуры требуется высокий пондеромоторный потенциал или достаточно большое значение a_0. Для больших поперечных размеров это может представлять определенные трудности. Так, если ориентироваться на оценку пондеромоторного потенциала, приведенную выше, то для температуры порядка 10–20 keV требуется $a_0 \sim 0.3$. Для Ti-Sph-лазера с длинной волны $\lambda = 0.8\,\mu$m требуемая мощность приближается к петаваттному уровню. И хотя эти лазеры уже широко используются с экономической точки зрения их применение может быть не оправдано. Однако величина a_0 связана с мощностью лазерного импульса не напрямую. Так, для импульса CO_2-лазера (мощные коротко импульсные CO_2-лазеры активно разрабатываются [38,39]), с тем же значением a_0, что и у импульса Ti-Sph-лазера, интенсивность требуется в 150 раз меньше при одинаковом пятне фокусировки. CO_2-лазеры могут оказаться хорошим кандидатом для формирования плазменной оптики для тяжелых частиц. Низкая плотность плазмы не позволяет использовать волноводные возможности плазмы, что ограничивает продольный размер плазменного канала рэлеевской длиной импульса — $L_R \sim \pi D^2/4\lambda$, где D — диаметр фокусировки лазерного пучка, λ — длина волны его излучения. Например, для импульса с длинной волны, равной $1\,\mu$m, и длины канала порядка 10 cm, диаметр лазерного пучка не должен быть меньше $200\,\mu$m, а для CO_2-лазера не меньше 0.5 mm. Поперечные размеры ионных пучков, формируемых при лазерном ускорении, существенно меньше и, следовательно, возможно использование более высоких интенсивностей лазерного излучения и соответственно более сильных полей в плазменных каналах возможно и более высокой плотности. Но даже и для протонных пучков широкой апертуры возможно воздействие на небольшую часть пучка в плазме при использовании лазерных импульсов невысокой мощности.

Хотя формирование „взрывных“ плазменных каналов, даже метровых размеров [30], является твердо

установленным фактом [25,40], проведенные расчеты являются все же предварительными. Зависимости параметров плазменной оптики такие как оптимальная плотность, длительность и интенсивность лазерных импульсов, нуждаются в более подробных вычислениях, которые, однако, имеют смысл после экспериментальной проверки влияния „взрывных“ плазменных каналов на динамику нерелятивистских протонных пучков.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Г.И. Клёнов, В.С. Хорошков. УФН, **186**, 891 (2016).
[2] Е.М. Иванов, Г.И. Клёнов, В.И. Максимов, В.С. Хорошков, А.Н. Черных. Медицинская радиология и радиационная безопасность, **67**, 41 (2022).
[3] B.J. Smit, H. Breuer. *Proton Therapy and Radiosurgery* (Springer-Verlag Berlin AND Heidelberg Gmbh & Co. KG, 2010)
[4] J. Metz. *Proton Therapy* (*Radiation Medicine Rounds*) (Springer Publishing Company, 2010)
[5] F. Kroll, F.E. Brack, C. Bernert, S. Bock, E. Bodenstein, K. Brüchner, T.E. Cowan, L. Gaus, R. Gebhardt, U. Helbig, L. Karsch, T. Kluge, S. Kraft, M. Krause, E. Lessmann, U. Masood, S. Meister, J. Metzkes-Ng, A. Nossula, J. Pawelke, J. Pietzsch, T. Püschel, M. Reimold, M. Rehwald, C. Richter, H-P. Schlenvoigt, U. Schramm, M.E.P. Umlandt, T. Ziegler, K. Zeil, E. Beyreuther. Nature Phys., **18**, 316 (2022).
[6] H. Daido, M. Nishiuchi, A. Pirozhkov. Rep. Prog. Phys., **75**, 056401 (2012).
[7] T. Hihara, M. Kanasaki, T. Asai, T. Kusumoto, S. Kodaira, H. Kiriyama, K. Oda, T. Yamauchi, W. Woon, Y. Kuramitsu, Y. Fukuda. Scientific Reports, **11**, 16283 (2021).
[8] S. Sandri, G. Ottaviano, C. Poggi, M. Carpanese, L. Picardi, C. Ronsivalle. *Proceedings of IPAC2011* (San Sebastián, Spain, 3583, 2011)
[9] C.E. Doss, E. Adli, R. Ariniello, J. Cary, S. Corde, B. Hidding, M.J. Hogan, K. Hunt-Stone, C. Joshi, K.A. Marsh, J.B. Rosenzweig, N. Vafaei-Najafabadi, V. Yakimenko, M. Litos. Phys. Rev. Accel. Beams, **22**, 111001 (2019).
[10] S. Kuschel, D. Hollatz, T. Heinemann, O. Karger, M.B. Schwab, D. Ullmann, A. Knetsch, A. Seidel, C. Rödel, M. Yeung, M. Leier, A. Blinne, H. Ding, T. Kurz, D.J. Corvan, A. Sävert, S. Karsch, M.C. Kaluza, B. Hidding, M. Zepf. Phys. Rev. Accel. Beams, **19**, 07101 (2016).
[11] N. Pathak, A. Zhidkov, D. Oumbarek Espinos, T. Hosokai. Phys. Plasmas, **30**, 063103 (2023).
[12] R. Lehe, C. Thaury, E. Guillaume, A. Lifschitz, V. Malka. Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams, **17**, 121301 (2014).
[13] C. Thaury, E. Guillaume, A. Dopp, R. Lehe, A. Lifschitz, K. Ta Phuoc, J. Gautier, J.-P. Goddet, A. Tafzi, A. Flacco, F. Tissandier, S. Sebban, A. Rousse, V. Malka. Nat. Commun., **6**, 6860 (2015).
[14] Zh. Jin, H. Nakamura, N. Pathak, Y. Sakai, A. Zhidkov, R. Sueda, R. Kodasma, T. Hosokai, Sci. Reports, **9**, 20045 (2019).
[15] J.B. Svensson, D. Guenot, J. Ferri, H. Ekerfelt, I.G. González, A. Persson, K. Svendsen, L. Veisz, O. Lundh. Nat. Phys., **17**, 639 (2021).
[16] W.K.H. Panofsky, W. Baker. Rev. Sci. Instrum., **21**, 445 (1950).
[17] J. Van Tilborg, S. Steinke, C. Geddes, N.H. Matlis, B.H. Shaw, A.J. Gonsalves, J.V. Huijts, K. Nakamura, J. Daniels, C.B. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey, S.S. Bulanov, N.A. Bobrova, P.V. Sasorov, W.P. Leemans. Phys. Rev. Lett., **115**, 184802 (2015).
[18] R. Pompili, M.P. Anania, M. Bellaveglia, A. Biagioni, S. Bini, F. Bisesto, E. Brentegani, F. Cardelli, G. Castorina, E. Chiadroni, A. Cianchi, O. Coiro, G. Costa, M. Croia, D. Di Giovenale, M. Ferrario1, F. Filippi, A. Giribono, V. Lollo, A. Marocchino, M. Marongiu, V. Martinelli, A. Mostacci, D. Pellegrini, L. Piersanti, G. Di Pirro, S. Romeo, A.R. Rossi, J. Scifo, V. Shpakov, A. Stella, C. Vaccarezza, F. Villa, A. Zigler. Phys. Rev. Lett., **121**, 174801 (2018).
[19] A. Zhidkov, T. Fujii, K. Nemoto. Phys. Rev. E, **78**, 036406 (2008).
[20] В.Л. Гинзбург. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (Гос. изд-во Физматлит, 1960)
[21] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (WORLD Scientific Publishing Co Pte LTD, 1999)
[22] W.H. Bennett. Phys. Rev., **45**, 890 (1934).
[23] W.H. Bennett. Phys. Rev., **98**, 1584 (1955).
[24] G.J. Budker. *Proceedings of the CERN Symposium on High EnergyAccelerators and Pion Physics*, 68 (CERN Service D'Information, Geneva, 1956)
[25] Y. Mizuta, T. Hosokai, S. Masuda, A. Zhidkov, K. Makito, N. Nakanii, S. Kajin, A. Nishidf, M. Kando, M. Mori, H. Kotaki, Y. Hayashi, S.V. Bulanov, R. Kodama. Phys. Rev. ST-AB 15, 121301 (2012).
[26] L. Feder, B. Miao, J.E. Shrock, A. Goffin, H.M. Milchberg. Phys. Rev. Res., **2**, 043173 (2020).
[27] T.R. Clark, H.M. Milchberg. Phys. Rev. E, **57**, 3417 (1998).
[28] K. Krushelnick, A. Ting, C.I. Moore, H.R. Burris, E. Esarey, P. Sprangle, M. Baine. Phys. Rev. Lett., **78**, 4047 (1997).
[29] R.J. Shallo, C. Arran, L. Corner, J. Holloway. Phys. Rev. E, **97**, 053203 (2018).
[30] J.E. Shrock, B. Miao, L. Feder, H.M. Milchberg. Phys. Plasmas, **29**, 073101 (2022).
[31] С.И. Брагинский. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М.А. Леонтовича (Госатомиздат, 1963), вып. 1, с. 183.
[32] N. Pathak, A. Zhidkov, N. Nakanii, S. Masuda, T. Hosokai, R. Kodama. Phys. Plasmas, **23**, 033102 (2016).
[33] Ч. Бэдсел, А. Лэнгдон. *Физика плазмы и численное моделирование* (Энергоатомиздат, М., 1989)
[34] J. Villasenor, O. Buneman. Comput. Phys. Commun., **69**, 306 (1992).
[35] Д.А. Жидков. ЖТФ, **88**, 963 (2018).
[36] Б.А. Трубников. *Вопросы теории плазмы* (Госатомиздат, М., 1963), в. 1, с. 98.

[37] T. Tajima. *Computational Plasma Physics* (Addison-Wesley, NY., 1989)
[38] I. Pogorelsky, M. Babizen, I. Pavlishin, D. Stolyarov, V. Yakimenko, P. Shkolnikov, A. Pukhov, A. Zhidkov, V.T. Platonenko. High-Power Laser Ablation Proceedings, **6261**, 626118 (2006).
[39] M.N. Polyansiy, M. Babizen, I.V. Pogorelsky. Optica, **2**, 675 (2015).
[40] T. Hosokai, A. Zhidkov, A. Yamazaki, Y. Mizuta, M. Uesaka, R. Kodama. Appl. Phys. Lett., **96**, 121501 (2010).