

Влияние формы лазерного пятна на пространственное распределение ионного сгустка, ускоренного в сверхсильном поле

В.М.Комаров, А.В.Чарухчев, А.А.Андреев, К.Ю.Платонов

При облучении тонкой мишени пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $(3-4) \times 10^{18}$ Вт/см² исследовано влияние формы лазерного пятна на пространственное распределение ускоренных ионов с фронтальной и задней сторон мишени. Проведено сопоставление экспериментальных данных с численными расчетами. Показано, что с фронтальной стороны мишени пространственная структура ионного пучка повторяет структуру лазерного пятна на мишени, повернутую на 90°.

Ключевые слова: ускорение ионов, сверхсильное поле, пространственное распределение ионов.

1. Введение

Изучение пространственного разлета ионов, ускоренных в сверхсильных полях, которые были сформированы при взаимодействии мощных (суб)пикосекундных импульсов с тонкими мишенями, является одной из актуальных задач в рамках создания лазерно-плазменных ускорителей ионов. Одно из перспективных направлений практического использования таких систем связывают с генерацией ионных пучков с энергией, достигающей нескольких десятков и даже сотен МэВ [1–3]. Такие пучки имеют сравнительно небольшой ($10^\circ-15^\circ$) угол разлета и обеспечивают ионные токи, на несколько порядков превышающие реализованные в традиционных ускорителях [4]. Эти пучки рассматриваются как потенциально эффективный инструмент для медицинских применений (радиационная адронная терапия глазных болезней и раковых опухолей внутренних органов [5–7]), для радиологии объектов с высоким пространственным разрешением [8], в ионной литографии сложных объектов [4] и для получения радиоактивных изотопов [9]. Существуют также проекты применения лазерных ускорителей в качестве высокоярких инжекторов для традиционных ускорителей ионов. Кроме того, такие высокоинтенсивные пучки могут использоваться и для имплантации внутрь вещества слоев нанометровой толщины при создании композиционных материалов и прецизионных мембран [7].

Целью настоящей работы было установление связи между формой лазерного пятна на мишени и простран-

ственным распределением ускоренных ионов с ее фронтальной и задней сторон.

2. Экспериментальная установка и средства измерения

Эксперименты проводились на пикосекундном лазере ПРОГРЕСС-П [10] при длине волны излучения 1.054 мкм, энергии $\epsilon_{\text{las}} \leq 18$ Дж и длительности импульса $t_{\text{las}} = 1.2-2$ пс. Фокусировка излучения осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с $f/1.4$ в фокальное пятно со средним диаметром $2r_{\text{las}} \leq 15-20$ мкм. Интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени составляла $(3-4) \times 10^{18}$ Вт/см². В данных опытах контраст по мощности относительно импульса усиленной люминесценции не превышал 10^{-8} , а измерения интенсивности предимпульса в интервале 10–100 пс (до основного) автокоррелятором одиночного импульса показали, что его интенсивность меньше порога обнаружения данной методики (менее 10^{-3}). Отметим, что даже при оценках сверху интенсивности (10^{-3}) и длительности (100 пс) предимпульса разлет плоской мишени под его воздействием не превышает 5 мкм, что сравнимо с исходной толщиной мишени. При диаметре лазерного пятна ~ 20 мкм мишень после воздействия максимально интенсивного предимпульса остается «плоской» и непрозрачной для лазерного излучения.

Мишень, представляющая собой тонкую медную фольгу толщиной от 3 до 30 мкм, устанавливалась в двух положениях – перпендикулярно и под углом $\sim 45^\circ$ к фокусируемому р-поляризованному лазерному пучку. Схема измерения представлена на рис.1.

Для оценки пространственного распределения формы лазерного пятна использовалась многоканальная рентгеновская камера-обскура [11] с отверстиями размером 4–5 мкм, закрытая различными фильтрами с целью получения изображения мишени в мягкой рентгеновской области 1–1.5 кэВ. Измерения проводились на фотопленке УФ-4.

Пространственный разлет ионов, ускоренных во фронтальном направлении (по нормали к мишени), регистрировался с увеличением ~ 3.5 многоканальной ионной камерой-обскурой с отверстиями диаметром 45 мкм, за-

В.М.Комаров, А.В.Чарухчев. ОАО «НИИ оптико-электронного приборостроения», Россия, Ленинградская обл., 188540 Сосновый Бор
А.А.Андреев. ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12, Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург; e-mail: alex2_andreev@yahoo.com

К.Ю.Платонов. ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12, Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29

Поступила в редакцию 31 января 2014 г., после доработки – 4 июня 2014 г.

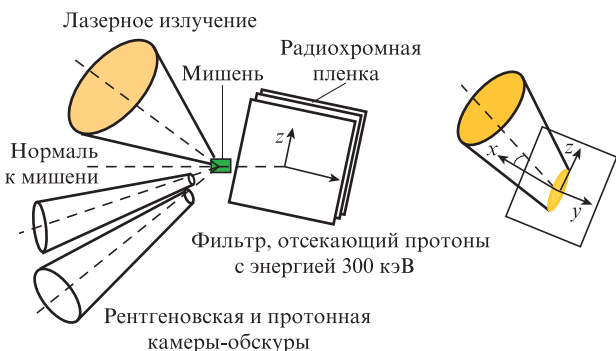


Рис. 1. Экспериментальная схема измерений; справа – мишень с системой координат.

крытыми различными фильтрами из лавсана и Al с целью выделения определенного энергетического интервала ионов. Диаметр отверстий выбирался исходя из необходимости регистрации достаточного количества частиц на детекторе для получения оценки изображения. Детектирование заряженных частиц в обскурах осуществлялось трековыми детекторами CR-39, откалиброванными несколькими типами ионов (протоны, C и Al) до энергий 5 МэВ. Камеры-обскуры размещались на расстоянии 10–12 мм от мишени вблизи нормали к ее поверхности.

Пространственный разлет ионного пучка за мишенью регистрировался с использованием радиохромной пленки HD-810, закрытой фильтром, отсекающим протоны и более тяжелые ионы с энергией менее 300 кэВ. Радиохромная пленка меняла свой цвет от прозрачного до темно-синего пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения. Расстояние от пленки до мишени составляло ~ 15 мм.

Энергетический спектр ускоренных ионов измерялся также по нормали к мишени при помощи спектрометра [11], представляющего собой кассету с набором отверстий, закрытых фильтрами из Al и CH_2 различной толщины (1.6–300 мкм). Это позволило перекрыть энергетический интервал для протонов 0.3–35 МэВ. Следует отметить, что, как показывают многочисленные эксперименты, в том числе и наши [11], протоны являются наиболее представленной фракцией в потоке независимо от используемой мишени. Их источником являются различные углеводородные примеси и пары воды, осажденные на поверхностях мишени. Спектральные измерения проводились для калибровки модели, используемой в расчетах для описания основных экспериментальных результатов.

3. Экспериментальные результаты и анализ

За время действия интенсивного (более 10^{18} Вт/см²) (суб)пикосекундного лазерного импульса основная доля поглощенной в области скин-слоя лазерной энергии трансформируется в энергию горячих электронов, распространяющихся в глубь мишени или находящихся в вакууме над ее фронтальной стороной. Электроны, движущиеся вглубь, ионизируют вещество мишени, создавая плазму с вторичными, более холодными электронами. Температура холодных электронов плазмы, определяющая кратность ионизации атомов мишени, как показано в [12], при рассматриваемой интенсивности может составлять единицы кэВ. Длина пробега быстрых электронов существенно больше толщины мишени, поэтому поток горячих электронов выходит на ее тыльную сторону. При

выходе электронов в вакуум с лицевой и тыльной сторон мишени ее поверхности заряжаются положительно, и возникают сильные электрические поля, удерживающие горячие электроны вблизи поверхностей на расстоянии дебаевского радиуса r_D [13]. По оценкам температуры и концентрации горячих электронов $r_D \approx 2$ мкм. Электрическое поле, действуя на поверхность мишени, приводит к отрыву и ускорению протонов, содержащихся на поверхности медной мишени в виде адсорбированных из воздуха водяных паров, до энергий более 1 МэВ. За время действия лазерного импульса горячие электроны распространяются вдоль поверхности мишени за область лазерного пятна, и размер пятна горячих электронов, а следовательно, и области эмиссии протонов превышает размер лазерного пятна. В нашем случае (толщина мишени более 3 мкм) поперечное расплывание электронного пятна слабее, чем в тонких (порядка длины волны) и сверхтонких мишенях. Соответственно размер пятна горячих электронов в несколько раз больше, чем лазерного пятна. Форма пятна горячих электронов при этом повторяет форму лазерного пятна. Очевидно, что форма облака холодных электронов подобна форме облака горячих электронов, т.к. холодные электроны вторичны по отношению к горячим и возникают при их распространении за пределы лазерного пятна. Таким образом, геометрическая форма пятна рентгеновского свечения тепловых (холодных) электронов лазерной мишени через цепочку лазерное излучение – горячие электроны – холодные электроны – рентгеновский свет должна повторять форму лазерного пятна. Форма пятна эмиссии протонов с поверхности мишени также повторяет форму лазерного пятна, но окончательная форма протонного сгустка формируется уже на временах, существенно превышающих длительность лазерного импульса. Протон с энергией 1 МэВ за время действия лазерного импульса (1–2 пс) проходит расстояние ~ 10 мкм. Угол его вылета из мишени мал ($\sim 10^\circ$), и проекция этого расстояния на плоскость мишени также мала – единицы микрометров. Для того чтобы форма протонного облака с поперечным размером более 20 мкм заметно изменилась, нужны времена в десятки пикосекунд, существенно большие длительности лазерного импульса. Таким образом, поперечная форма пятна рентгеновского свечения формируется за время порядка длительности лазерного импульса, а поперечное распределение протонного сгустка – за существенно (в десятки раз) большее время.

На рис.2 представлены рентгеновское изображение лазерного пятна и пространственное изображение распределения разлета протонов во фронтальную сторону при нормальном и наклонном падении лазерного излучения на мишень. Видно, что при нормальном падении на мишень форма области генерации ионов близка к форме лазерного пятна, а размер области генерации ионов много больше среднего диаметра лазерного пятна. В то же время при наклонном падении область генерации ионов, как и рентгеновское изображение лазерного пятна, имеет форму эллипса, но повернута примерно на 90° относительно лазерного пятна.

Совершенно другая ситуация с разлетом ионов, ускоренных в направлении за мишень [7]. На рис.3 представлены проекционные изображения [8] разлета ионов за мишенями при разных толщине и форме лазерного пятна, сходных с представленными на рис.2, при наклонном падении лазерного излучения. Расстояние от мишени до детектора составляет 15 мм. Видно, что независимо от тол-

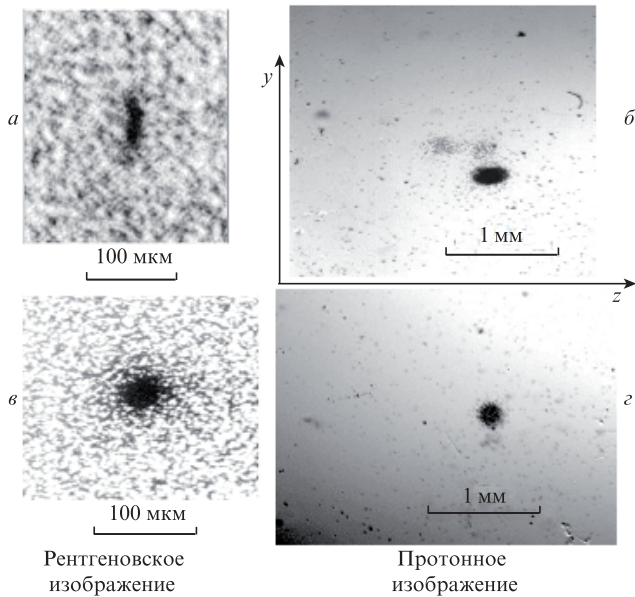


Рис.2. Результаты измерения формы и размеров лазерного пятна (а, в) и формы и размеров области генерации ионов (диапазон энергий 300 кэВ–1.9 МэВ) с фронтальной поверхности мишени (б, д) при наклонном, 45° (а, б), и нормальном (в, д) падении лазерного излучения на мишень толщиной 15 мкм. Система координат аналогична представленной на рис.1.

щины мишени область генерации ионов имеет близкую к кругу форму и практически не зависит от формы лазерного пятна.

Для объяснения полученных нами в эксперименте поперечных пространственных распределений ионного сгустка определяющим является пространственное распределение заряда электронов, вылетающих в вакуум с фронтальной стороны фольги. По измерениям распределения теплового рентгеновского излучения (см. рис.2, наклонное падение) облако горячих электронов имеет форму, повторяющую форму лазерного пятна. Соответственно аналогичный профиль в начале процесса ускорения приобретает поперечное распределение ионного пучка. После того как ионный фронт отойдет от поверхности на расстояние нескольких дебаевских радиусов, происходит релаксация зарядов, уменьшение амбиполярного поля, охлаждение электронов и формирование квазинейтрального протяженного плазменного сгустка. Выше мы показали, что поперечная форма протонного сгустка меняется за время, существенно превышающее длительность лазерного импульса. Эволюция ионного сгустка на таких

временах описывается уравнениями гидродинамики для адиабатического разлета плазмы. Использование гидродинамического описания движения плазмы вместо кинетического (игнорирование распределения протонов по энергиям) приводит к нахождению усредненных характеристик движения протонов и поэтому имеет качественный характер. Однако для определения геометрической формы горячего плазменного облака гидродинамический способ описания корректен и используется, например, в работе [14].

В [14] приведено решение гидродинамических уравнений для сгустка плазмы, имеющего начальную форму вытянутого трехосного эллипсоида с произвольным отношением длин полуосей:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{M}{I_1(\gamma)XYZ} [\psi(x, y, z, t)]^{1/(\gamma-1)},$$

$$\psi(x, y, z, t) = 1 - \frac{x^2}{X^2(t)} - \frac{y^2}{Y^2(t)} - \frac{z^2}{Z^2(t)}, \tag{1}$$

$$P(\mathbf{r}, t) = \frac{E}{I_2(\gamma)XYZ} \left[\frac{X_0 Y_0 Z_0}{XYZ} \right]^{\gamma-1} [\psi(x, y, z, t)]^{\gamma/(\gamma-1)},$$

$$v_x(\mathbf{r}, t) = \frac{\dot{X}(t)x}{X(t)}, \quad v_y(\mathbf{r}, t) = \frac{\dot{Y}(t)y}{Y(t)}, \quad v_z(\mathbf{r}, t) = \frac{\dot{Z}(t)z}{Z(t)},$$

где ρ , P , v – плотность, давление и гидродинамическая скорость плазмы; $I_{1,2}(\gamma)$ – нормировочные множители; X , Y , Z и X_0 , Y_0 , Z_0 – длины полуосей эллипсоида в произвольный и начальный моменты времени соответственно.

Используемая в формулах (1) система декартовых координат (x, y, z) показана справа на рис.1.

Согласно [14] эволюция длин полуосей эллипсоида описывается ньютоновскими уравнениями движения

$$\ddot{X} = \frac{\partial U}{\partial X}, \quad \ddot{Y} = \frac{\partial U}{\partial Y}, \quad \ddot{Z} = \frac{\partial U}{\partial Z} \tag{2}$$

с эффективной потенциальной энергией

$$U = \frac{5\gamma - 3}{\gamma - 1} \frac{E}{M} \left[\frac{X_0 Y_0 Z_0}{XYZ} \right]^{\gamma-1}. \tag{3}$$

Здесь $E = N_i \epsilon_{ch}$ – полная тепловая энергия плазменного облака; $M = N_i m_p$ – его масса; $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты. В дальнейшем эволюция полуосей зависит от отношения E/M , поэтому полное число ионов в сгустке N_i не нуждается в дополнительном определении.

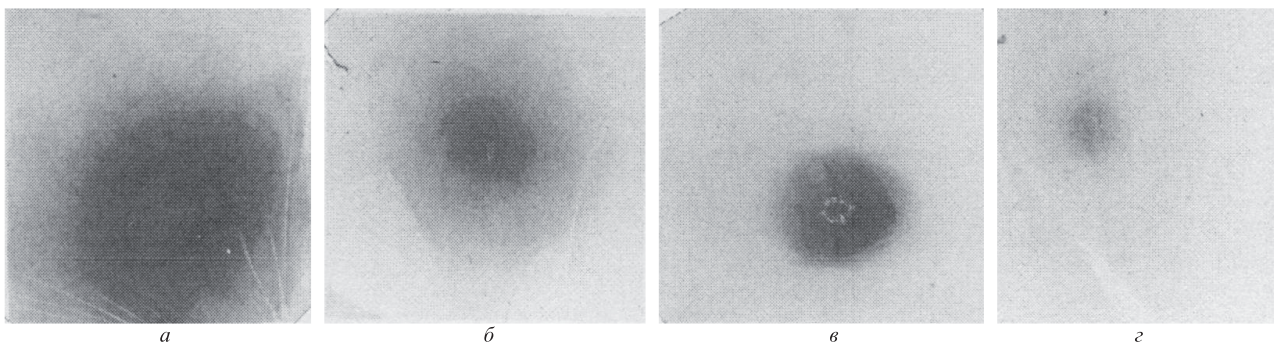


Рис.3. Пространственное распределение разлета ионов с тыльной стороны Си-мишени толщиной 3 (а), 7 (б), 15 (в) и 30 мкм (д). Размер кадра 25 × 25 мм, расстояние от мишени до детектора 15 мм.

В качестве начальных размеров для полуосей эллипса выберем величины, видимые на рентгеновском изображении пятна эмиссии (рис.2,*a*). Это начальная длина полуоси Y (большая полуось профиля), $Y_0 = 40$ мкм, начальная длина полуоси Z (малая полуось распределения), $Z_0 = 10$ мкм, начальная длина полуоси X (высота эллипсоида, не видимая на рис.2,*a*), $X_0 \approx 5r_D = 10$ мкм. Характерное отношение поперечных размеров $Y_0:Z_0$ составит при этом 4:1, что соответствует профилю пятна эмиссии на рис.2,*a*. Начальные скорости движения полуосей эллипсоида, очевидно, таковы:

$$\dot{X}(0) = \sqrt{2\varepsilon_i/m_i}, \quad \dot{Y}(0) = \dot{Z}(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon_i = 0.8$ МэВ – средняя энергия ионного (протонного) спектра, измеренного с фронтальной стороны мишени (рис.4). Следует отметить, что, как показано в [7, 11], спектр ускоренных ионов с тыльной стороны мишени незначительно отличается от спектра ионов с ее фронтальной стороны. Численное решение уравнений (2) с вышеприведенными начальными условиями представлено на рис.5. Безразмерное время на оси абсцисс нормировано на характерное время $Z_0\sqrt{M/E}$, т.е. $\tau = t\sqrt{E/M}/Z_0$. Длины полуосей X, Y, Z эллипсоида на оси ординат нормированы на величину Z_0 . Из рис.5 видно, что наибольшей скоростью расширения обладает короткая полуось X , имеющая большую начальную скорость. В поперечной плоскости yz также более короткая полуось Z увеличивается наиболее быстро, в результате чего происходит поворот начального поперечного распределения ионов на 90° , и на больших временах эллипсоид в поперечном направлении вытянут уже вдоль оси z вместо оси y . На больших временах полуоси эллипсоида растут линейно со временем, причем наиболее быстро увеличивается длина полуоси X , соответствующая максимальному начальному градиенту плотности. Отношение длин полуосей Y и Z

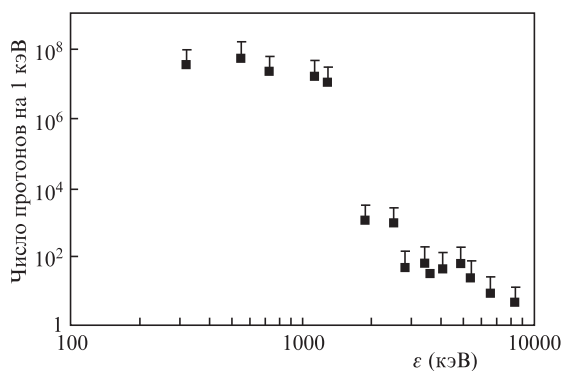


Рис.4. Спектр протонов с фронтальной стороны мишени.

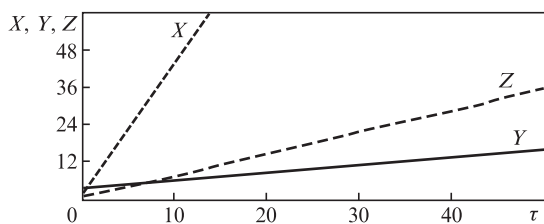


Рис.5. Временная эволюция полуосей эллипсоида. Безразмерное время на оси абсцисс $\tau = t\sqrt{E/M}/Z_0$, длины полуосей X, Y, Z эллипсоида на оси ординат нормированы на $Z_0 = 10$ мкм.

поперечного направления на больших временах стремится к постоянному пределу, который в нашем случае есть

$$Y(\infty)/Z(\infty) = 0.45. \quad (5)$$

Отношение (5) близко к экспериментальному значению 0.6, вычисленному по форме ионного пятна на детекторе (см. рис.2,*a*). Из рис.5 можно оценить также два характерных угла вылета пучка протонов в плоскостях zx и yx , составляющих 0.2 и 0.1 рад соответственно.

В проведенном эксперименте протонная камера-обскура (см. рис.1) перехватывала не весь ионный поток, идущий с лицевой стороны мишени. Поскольку отверстие обскуры имело диаметр $d_{ob} = 45$ мкм, а сама камера была удалена на расстояние $x_{ob} = 10^4$ мкм, в нее попадали только протоны, летящие под малыми углами к нормали мишени (обскура ориентирована по нормали). Поэтому определим поперечный профиль протонного пучка непосредственно на отверстии обскуры. Плотность потока протонов $j_x(x, y, z, t)$ в отверстии объектива ($x = x_{ob}$) определяется очевидной формулой:

$$j_x(x_{ob}, y, z, t) = \begin{cases} \rho(x_{ob}, y, z, t)v_x(x_{ob}, y, z, t), & t \geq t_{ob}(z, y) \\ 0, & t < t_{ob}(z, y). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $t_{ob}(z, y)$ – время, за которое внешняя граница расширяющегося плазменного облака достигает поверхности объектива обскуры $x = x_{ob}$ в точке с координатами (z, y) . Это время очевидно удовлетворяет уравнению $\psi(x_{ob}, y, z, t_{ob}) = 0$. Интегрируя (6) по времени от $t_{ob}(z, y)$ до бесконечности, можно получить поперечное распределение поверхностной (г/см^2) плотности протонов в объективе обскуры

$$\sigma(y, z) = \int_{t_{ob}(y, z)}^{\infty} \rho(x_{ob}, y, z, t)v_x(x_{ob}, y, z, t)dt, \quad (7)$$

$$y^2 + z^2 \leq \left(\frac{d_{ob}}{2}\right)^2.$$

Линии уровня $\sigma(y, z) = \text{const}$ будут определять видимую обскурой форму протонного сгустка. Так как $x_{ob} \gg d_{ob}$, время $t_{ob}(y, z)$ практически не зависит от (y, z) и оценивается как $t_{ob} \approx x_{ob}\sqrt{M/E}$. Это время много больше характерных времен расширения эллипсоида $Y_0\sqrt{M/E}$, $Z_0\sqrt{M/E}$, и к моменту t_{ob} между полуосями эллипсоида успевает установиться соотношение (5). Нетрудно видеть, что зависимость от (z, y) содержится в интеграле (7) только в виде аргумента $y^2/Y^2(t) + z^2/Z^2(t)$ функции ρ . Во всем интервале интегрирования по времени в выражении (7) имеем $Y(t)/Z(t) \approx U(\infty)/Z(\infty)$. Следовательно, линии уровня функции $\sigma(y, z)$ повторяют форму плазменного эллипса с соотношением полуосей, определяемым (5). Таким образом, протонная обскура позволяет определить форму поперечного сечения протонного сгустка, несмотря на то что в обскуру попадают не все протоны плазменного облака.

Что касается ускорения ионов с тыльной поверхности мишени, то использование описанного выше подхода приводит к тому, что из-за рассеяния потока ускоряющих ионов электронов внутри мишени пространственное распределение потока ионов становится осесимметричным, так что $Y = Z$, и анизотропия ионного разлета резко снижается с ростом толщины мишени.

Таким образом, наличие вытянутого лазерного пятна с фронтальной стороны мишени приводит также к вытянутому и повернутому на 90° поперечному распределению ускоренных ионов. В результате рассеяния электронного потока внутри мишени возникает осевая симметрия ускоряющего поля и симметризуется разлет ускоренных ионов [7].

1. Norreys P.A. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 1237 (1998).
2. Maksimchuk A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4108 (2000).
3. Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E., et al. *Phys. Plasmas*, **4** (2), 447 (1997).
4. Cowan T.E. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 204801 (2004).
5. Bulanov S.V. et al. *Plasma Phys. Rep.*, **28**, 453 (2002).
6. Esirkepov T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 175003 (2002).
7. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A. *Rep. Progr. Phys.*, **75**, 056401 (2012).
8. Андреев А.А., Комаров В.М., Чарухчев А.В., Платонов К.Ю. *Письма в ЖТФ*, **33**, 23 (2007).
9. Ledingham K., McKenna P., Singhal R. *Science*, **300**, 1107 (2003).
10. Бородин В.Г., Комаров В.М., Малинов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 101 (1999).
11. Андреев А.А., Комаров В.М., Чарухчев А.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 400 (2004).
12. Андреев А.А., Запысов А.И., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 1237 (1999).
13. Быченков В.Ю., Ковалёв В.Ф. *Квантовая электроника*, **35**, 1143 (2005).
14. Anisimov S.I., Lysikov Yu.V. *J. Appl. Math. Mech.*, **34**, 882 (1970).