

## Генерация узконаправленных потоков быстрых ионов из мишеней, облучаемых пикосекундным лазерным импульсом

А. А. Андреев, В. П. Андрианов<sup>△</sup>, В. Г. Бородин<sup>+</sup>, В. М. Комаров<sup>+</sup>, В. А. Малинов<sup>+</sup>, Н. В. Никитин<sup>+</sup>,  
А. В. Сердюков<sup>+</sup>, А. В. Чарухчев<sup>+</sup>, В. Н. Чернов<sup>+</sup>, К. Ю. Платонов<sup>\*1)</sup>, А. В. Бессараб<sup>□</sup>, С. Г. Гаранин<sup>□</sup>,  
А. А. Горбунов<sup>□</sup>, Н. А. Суслов<sup>□</sup>

Всероссийский научный центр, Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова  
199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов  
188540 Сосновый Бор, Ленинградская обл., Россия

<sup>\*</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195434 Санкт-Петербург, Россия

<sup>△</sup> Научно-исследовательский институт импульсной техники, 115304 Москва, Россия

<sup>□</sup> Российский федеральный ядерный центр ВНИИ экспериментальной физики  
607190 Саров, Нижегородская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2004 г.

После переработки 4 марта 2004 г.

Представлены результаты измерения выхода протонов и дейтронов мегаэлектронвольтового диапазона энергий при облучении тонких мишеней пикосекундным лазерным импульсом при средней интенсивности лазерного излучения на мишени  $\leq 4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Обнаружена кольцевая структура вылетающих ионов и предельно малая 0.5-градусная угловая расходимость ионного пучка. Обсуждается механизм генерации быстрых ионов, объясняющий возникновение кольцеобразной структуры, оцениваются характерные энергии и пространственно-угловое распределение ионного пучка.

PACS: 52.40.Nk

Лазерная плазма, созданная ультракороткими лазерными импульсами при интенсивностях лазерного излучения  $I_L \geq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, является источником интенсивных потоков ионов мегаэлектронвольтового уровня энергии [1–6]. Изучение параметров разлета таких ионов даст возможность получить информацию о механизмах ускорения ионов, а значит, и о способах управления их энергетическими и пространственными параметрами, что позволит реализовать идею создания ионных лазерно-плазменных ускорителей. Кроме того, такие ионы могут быть использованы в различных прикладных задачах, включая протонную радиографию и инициирование легкими ионами “быстрого поджига” для реализации ЛТС.

Генерация протонов высокой энергии при  $I_L \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и импульса короткой длительности  $t_L = 130$  фс изучалась в работе [7]. Обнаружено, что протоны, испущенные вперед, имели максимальную энергию  $\varepsilon_{i \max} = 2.2$  МэВ. При  $I_L \approx 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, но  $t_L \approx 2 - 4$  пс, было получено  $\varepsilon_{i \max} = 4.2$  МэВ [6] и  $\varepsilon_{i \max} \approx 18$  МэВ при  $I_L \approx 5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> [8] с относительно длинным лазерным импульсом 0.4 пс. Общим в этих работах было то, что эксперименты проводи-

лись при сравнительно высоком контрасте греющего импульса и соответственно малом масштабе неоднородности плотности плазмы.

В нашей работе при средней интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени  $1-4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> были измерены спектры протонов с фронтальной стороны мишени из Ве и исследовано пространственное распределение разлета ионов с тыльной стороны.

Эксперименты проводились на пикосекундном лазере ПРОГРЕСС-П [9, 10] при длине волны излучения 1.054 мкм, энергии  $\varepsilon_L \leq 8$  Дж и длительности импульса 1.2–2 пс. Фокусировка излучения осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с  $f/1.4$  (диаметр лазерного пучка 145 мм). Мишень устанавливалась под углом  $\sim 30^\circ$  к фокусируемому  $p$ -поляризованному лазерному пучку. В данных опытах контраст по мощности импульса усиленной люминесценции не превышал  $10^{-8}$ , а измерения автокоррелятором одиночного импульса интенсивности предимпульса в интервале  $10 \div 100$  пс до основного показали, что его интенсивность меньше порога обнаружения данной методики ( $\leq 10^{-3}$ ). Схема эксперимента представлена на рис.1.

<sup>1)</sup>e-mail: platonov@quark.stu.neva.ru

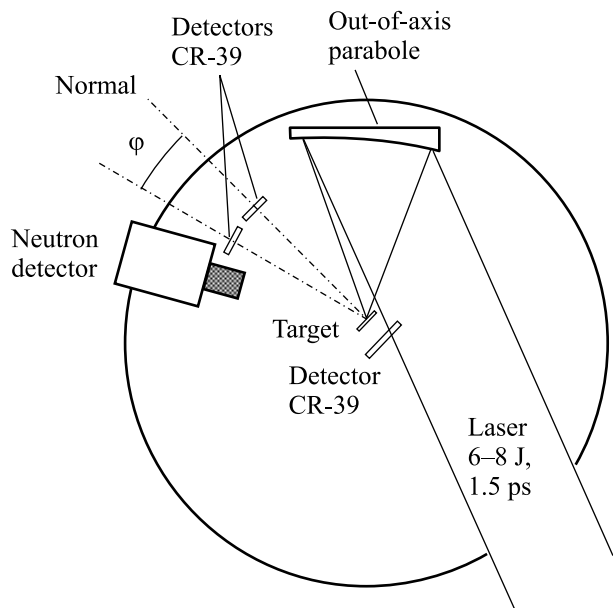


Рис.1. Схема эксперимента

В качестве детекторов заряженных частиц применялись калиброванные трековые детекторы CR-39. Для измерения энергетического спектра ионов использовались кассеты с набором отверстий, закрытых фильтрами из Ta, Al, Cu различной толщины (1.6–300 мкм), позволяющими покрывать энергетический интервал для протонов 0.2–35 МэВ. Часть детекторов располагалась со стороны облучаемой поверхности вблизи нормали к мишени, под углами  $\varphi = 0^\circ$  и  $30^\circ$  на расстоянии 15–25 см от точки фокусировки. Такое расположение детекторов обусловлено тем, что разлет быстрых ионов с энергиями более 100 кэВ в основном происходит в сравнительно узкий конус ( $\pm 20^\circ$ ) вблизи нормали как на лицевой, так и на тыльной сторонах мишени [11]. Отдельный детектор был установлен за мишенью на расстоянии 3 см. В качестве мишеней использовались фольги Ве (12 мкм), Ti и TiD<sub>x</sub> (30 мкм).

Анализ экспериментальных данных показывает, что основная доля протонов, вылетающих с задней стороны мишени, имеет энергию в пределах 0.7–2.3 МэВ. В то же время с передней стороны мишени, то есть в сторону фокусирующей оптики, основной поток частиц имеет энергию 0.3–1.5 МэВ. Наличие протонов в мишенях, исходно не содержащих водород, связано с осаждением на мишени паров воды и углеводородных соединений. В опытах с мишенью из Ве на детекторе за мишенью обнаружена кольцевая структура (см. ниже рис.3) вылетающих ионов.

Перейдем к подробному обсуждению экспериментальных результатов. При взаимодействии интен-

сивного лазерного импульса с мишенью основная часть быстрых электронов проникает сквозь тонкую мишень и вылетает с тыльной стороны. Возникающее при вылете электронов с задней поверхности фольги электрическое поле ускоряет ионы. На фронтальной стороне фольги также возникает электрическое поле, но здесь причиной его появления является пондеромоторное давление, продавливающее электроны относительно ионов в скин-слое. Таким образом, ускорение ионов происходит на обеих поверхностях мишени. В работе [12] показано, что при толщине фольги, много меньшей, чем пробег быстрого электрона, ионный поток за мишенью формируется в основном за счет ионов, ускоренных на задней поверхности мишени, поэтому ускорение ионов существенно зависит от  $K_e$  – коэффициента трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов и от энергии электрона  $\varepsilon_{eh}$ . Оценим число быстрых электронов:  $N_{eh} = K_e \varepsilon_L / \varepsilon_{eh}$ , где  $\varepsilon_L$  – энергия лазерного импульса,  $K_e \approx 0.03 + \eta I_{18} / (30 + I_{18})$  ( $I_L \geq 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $t_L \leq 1$  пс [4]); коэффициент поглощения [11]:  $\eta \approx 0.2 + (0.1 + 0.06L/\lambda_L) I_{18} / (15 + I_{18})^{0.8}$ , где  $I_{18}$  – лазерная интенсивность в единицах  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $L$  – масштаб неоднородности плотности плазмы, определяемый предимпульсом. Средняя энергия быстрых электронов определяется в [13]:  $\varepsilon_{eh} \approx m_e c^2 (\sqrt{1 + I_{18} (\lambda_L / 1.2 \mu m)^2} - 1)$ . Приведенные формулы справедливы в интервале интенсивностей  $10^{18} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности импульса  $t_L \leq 1$  пс. Для максимальной экспериментальной интенсивности  $I_L = 4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $L = 8$  мкм получаем:  $K_e \approx 0.08$ ,  $\varepsilon_{eh} \approx 0.5$  МэВ,  $N_{eh} \approx 8 \cdot 10^{12}$ . На рис.2

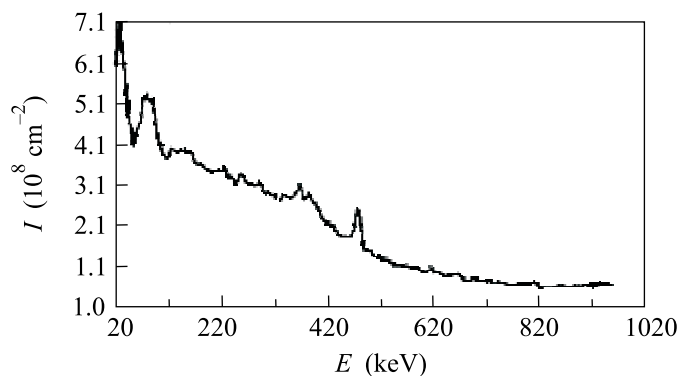


Рис.2. Зависимость числа быстрых электронов, приходящихся на единицу площади детектора, от энергии электрона. Детектор с входным отверстием диаметром 30 мкм расположен на расстоянии 3 см под углом  $80^\circ$  к лицевой стороне Ti (30 мкм)-мишени

приведен энергетический спектр горячих электронов на лицевой стороне мишени из Ti (30 мкм). Средняя

энергия  $T_{eh} \approx 0.4$  МэВ, что соответствует вышеприведенной оценке энергии  $\varepsilon_{eh}$ . По оси ординат на рис.2 отложена плотность потока электронов в детекторе с входным отверстием диаметром 30 мкм, расположенном на расстоянии 3 см под углом  $80^\circ$  к лицевой стороне мишени. Если предположить, что угловое распределение электронов достаточно равномерно, то число электронов, вылетевших с лицевой стороны мишени, составит  $\sim 10^{10}$ . Подробное численное моделирование [17] вылета электронов с лицевой стороны мишени показало широкие слабовыраженные максимумы при углах вылета порядка  $50^\circ - 80^\circ$ , что, по порядку величины, не меняет оценку общего числа вылетевших электронов.

Ввиду малой по сравнению с пробегом электрона толщины фольги распространение электронов внутри мишени происходит в виде конуса с углом раствора  $\leq 10^\circ$  и для оценок радиус электронного пучка можно считать  $\sim R_L$ . На распространение потока электронов в плазме мишени значительное влияние оказывает собственное магнитное поле пучка, так как ток пучка  $\sim eN_{eh}/t_L \gg m_e c^3/e$  – альфвеновского тока. Распространение такого пучка возможно только при наличии обратного тока, компенсирующего магнитное поле пучка быстрых электронов [12].

Для объяснения полученных нами в эксперименте характеристик ионного пучка ключевым моментом является пространственное распределение заряда электронов, вылетающих в вакуум с тыльной стороны фольги. После прохождения потоком электронов границы фольги дальнейшее его распространение в вакууме также в виде потока невозможно. Действительно, максимальное расстояние  $h$ , на которое электронный пучок радиуса  $R$  может отойти от поверхности фольги, оценивается приравниванием электростатической энергии части пучка, поднявшейся над поверхностью,  $e^2 N_{eh}^{(1)2} / 2R$  (где  $N_{eh}^{(1)} = \pi R^2 h n_{eh}$ ) его кинетической энергии  $N_{eh}^{(1)} \varepsilon_{eh}$ , откуда  $h \approx \varepsilon_{eh} R c t_L / e^2 N_{eh}$ . При этом  $n_{eh} \approx N_{eh} / \pi R^2 c t_L$ . Собственное магнитное поле пучка  $H_{\max} \approx 2\pi e n_{eh} R v_{eh} / c$ , которое в вакууме уже не компенсируется противотоком, будет препятствовать кулоновскому разлету. Однако для  $\varepsilon_{eh} = 0.5$  МэВ лоренц-фактор  $\gamma_e \approx 1$ , и соответствующее уменьшение сил в  $2\gamma_e^2$  раз можно не принимать во внимание. Величину  $h$  можно рассматривать как верхнюю границу удаления электронов от поверхности, когда можно говорить о пучке электронов. В действительности из-за притяжения ионов поверхности среднее расстояние, на которое отойдут электроны, – это дебаевский радиус быстрых электронов  $r_d \leq h$

( $r_d = v_{eh} / \omega_{ph}$ , где  $v_{eh} \sim c$ ,  $\omega_{ph} \approx (4\pi e^2 n_{eh} c^2 / \varepsilon_{eh})^{1/2}$ ). Таким образом, наличие радиальных сил отталкивания и притока новых электронов из толщины мишени приведет к расплыванию электронного облака и положительного заряда на задней поверхности мишени.

Для описания структуры заряда  $n_{eh}(r, t)$  электронного облака над поверхностью ( $z > 0$ ) воспользуемся системой уравнений гидродинамики для электронов. Полагаем, что ионы неподвижны:  $n_i(z) = n_0 \theta(-z)$ , геометрия задачи – цилиндрическая, граничным условием является источник электронов радиуса  $R_L$  с плотностью тока  $j = e c n_{eh}(0)$  на поверхности  $z = 0$ . Электрическое поле и скорость имеют радиальную и  $z$ -компоненту. Оценим величины полей, считая характерный масштаб по  $z - r_d$ , а по радиусу –  $R_L$ . Тогда  $E_z \approx \varepsilon_{eh} / e r_d$ ,  $E_r \approx \varepsilon_{eh} / e R_L$ , магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, причем создается она не только аксиальным (вдоль оси  $z$ ), но и радиальным током. Очевидно, что  $H_\varphi, E_r$  равны нулю в центре пятна, достигают максимума при  $r \approx R_L$  и спадают дальше. Вихревой составляющей электрического поля можно пренебречь по сравнению с амбиполярной, так как  $\tilde{E}_z \approx (R_L / c t_L) H_\varphi \ll H_\varphi, E_z$ . Оценим теперь динамику электрона в заданных полях. Под действием поля  $E_z$  происходит торможение электронов, а поле  $E_r$  разворачивает их вдоль поверхности. Расходясь вдоль поверхности, электроны попадают в область максимума магнитного поля  $H_\varphi$ . Поскольку  $r_H = v_r m_e c / e H_\varphi \approx r_d$ , электрон будет замедленным и его продвижение по радиусу замедлится. Компонента силы Лоренца магнитного поля  $H_\varphi$ :  $F_z = e v_r H_\varphi / c$  будет стремиться поднять электроны от поверхности, а компонента  $F_r = -e v_z H_\varphi / c$  – вернуть их назад к центру. В результате должно появиться электронное кольцо, которое наблюдается в численных расчетах [12, 14], а ионы под ним будут ускоряться полем  $E_z + v_r H_\varphi / c$ , имеющим максимум при  $r \approx R_L$ , и воспроизводить кольцевую структуру, если время существования электронного кольца сравнимо со временем ускорения ионов. Сдвинувшись в вакуум, ионы попадают в область действия радиальных сил от облаков электронов, расположенных над поверхностью. Для оценки характерных углов вылета ионов оценим распределение электронной концентрации. Явно выраженная кольцевая структура ионов в детекторе (рис.3) свидетельствует о том, что радиус электронного кольца не изменялся существенно за время ускорения ионов. Поэтому будем считать радиальную силу, действующую на электрон в области максимального магнитного поля  $\max H_\varphi = H_\varphi^{(m)} \approx -(4\pi e / c) n_{eh}^{(m)} R_L v_z$ , равной нулю:

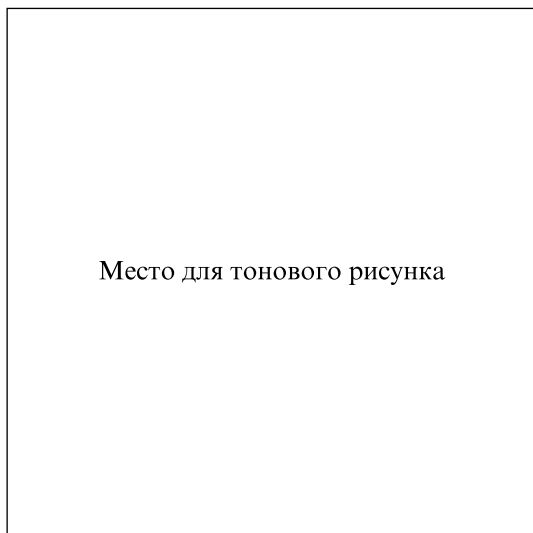


Рис.3. Пространственное распределение ионов, вылетевших с задней поверхности мишени, зарегистрированное на пленочном экране, расположенном в 3 см за мишенью

$F_r = -ev_z H_\varphi / c + eE_r \approx 0$ . Отсюда получим оценку концентрации электронов  $n_{eh}^{(m)}$  в области максимального магнитного и электрического полей:

$$n_{eh}^{(m)} \approx \frac{\varepsilon_{eh} c^2}{4\pi e^2 R_L^2 v_z^2} = \frac{\varepsilon_{eh} n_c}{mc^2 (k_L R_L)^2} \left( \frac{c}{v_z} \right)^2. \quad (1)$$

При  $v_z \approx 0.3c$  (значение взято из [14]) и наших параметрах  $n_{eh}^{(m)} \approx n_{eh}$ . Поскольку в центре кольца есть облако электронов с концентрацией  $n_{eh}$ , то соответствующая радиальная сила будет стягивать ионное кольцо в пучок. Наоборот, электроны с концентрацией  $n_{eh}^{(m)}$ , расположенные в районе кольца, растягивают ионное кольцо и дефокусируют ионный пучок. Итоговая угловая расходимость будет зависеть от результирующей радиальной силы. Соответствующее уравнение движения быстрых ионов в поперечном направлении можно представить как

$$m_i dv_{l1} / dt \approx 2\pi Ze^2 R_b (n_{eh}^{(m)} - n_{eh}) \quad (2)$$

( $R_b \sim R_L$  – радиус ионного кольца). Из (2) характерный угол вылета иона оценивается как

$$\theta_i = v_{l1} / v_i \approx Ze^2 \pi r_d R_b (n_{eh}^{(m)} - n_{eh}) / \varepsilon_i. \quad (3)$$

Экспериментально на мишени из Ве нами было зарегистрировано кольцо ионов радиуса 0.2 мм. Расстояние между мишенью и детектором составляло 3 см (см. рис.3). Это дает ограничение угла вылета величиной  $\theta_i \leq 1^\circ$ . Таким образом, происходит компенсация радиальных сил, действующих на ионы

в процессе ускорения ( $n_{eh}^{(m)} \approx n_{eh}$ ). Этим фактором можно объяснить рекордно низкую угловую расходимость ионов, достигнутую нами в эксперименте.

Отметим, что кольцевые структуры вылетающих ионов были обнаружены в работе [15] для 1 пс импульса с интенсивностью  $5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> на 125 мкм фольге из Al. В этой работе кольцевая структура ионов объяснялась как результат отклонения иона, ускоренного на лицевой стороне фольги и прошедшего сквозь фольгу, в собственном магнитном поле электронного пучка. В нашем случае более низкой интенсивности такое объяснение нельзя признать удовлетворительным. Действительно, отношение гирорадиусов протона и электрона равно  $m_i c^2 v_i / m_e \varepsilon_{eh} v_e \approx 10^2$  для 0.5 МэВ – электрона и 2 МэВ – протона. Даже если угол отклонения электрона в магнитном поле будет  $\propto 60^\circ$ , угол отклонения протона не превысит  $0.6^\circ$ . Оценим теперь характерный угол рассеяния протона в 12 мкм фольге из Ве. На рис.4 приведены треки 5 тысяч 3 МэВ – протонов, сосчитанные мето-

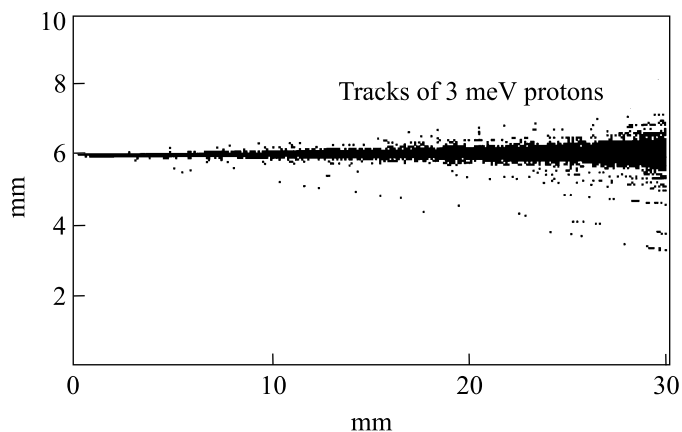


Рис.4. Треки 5000 протонов с энергией 3 МэВ, которые под нулевым начальным углом падают на 12-микрометровую Ве-мишень. Траектории приведены от точки входа в мишень до точки попадания в экран, расположенный в 3 см за мишенью

дом Монте-Карло. Протоны вылетали из одной точки на лицевой стороне мишени, пролетали, рассеиваясь, фольгу, а затем их траектории прослеживались вплоть до расстояния 3 см за мишенью. С учетом масштаба рис.4 ширина протонного пучка на детекторе составляла 1.5 мм. Различить кольца толщиной  $\sim 0.1$  мм (см. рис.3) при таком рассеянии практически невозможно. Таким образом, мы можем утверждать, что кольцеобразная структура ионов формируется на тыльной стороне фольги. В работе [12] на основании численного 3-мерного PIC моделирования делается аналогичный вывод. Отметим, что подро-

ное объяснение кольцеобразной структуры вылетающих ионов в [12] отсутствует. Другой, на наш взгляд менее вероятной, причиной образования кольцевых структур может являться неоднородное распределение водорода на поверхности мишени. При этом необходимо, чтобы максимум начального распределения водорода оказался в центре лазерного пятна и размер неоднородности был существенно меньше диаметра лазерного пучка [19]. Отметим также, что узконаправленный (одномерный) разлет быстрых ионов наблюдался при попадании в фольгу релятивистского электронного пучка, созданного на ускорителе [20]. В нашем случае роль ускорителя выполнял лазерный импульс.

Поперечная неоднородность в распределении электронного заряда и поперечная компонента амбиполярного поля существуют только во время действия лазерного импульса. После его окончания происходит выравнивание электронной плотности. Ускорение ионов в продольном направлении при этом продолжается, так как время релаксации продольного поля (время ускорения ионов) превышает по оценкам длительность импульса, по крайней мере, в два раза. Для оценки максимальной энергии быстрого иона мы воспользуемся известным решением [16, 18]

$$\varepsilon_{i \max} \approx 2Z\varepsilon_{eh} (\ln(2\omega_{pi}t_L))^2. \quad (4)$$

Зависимость  $\varepsilon_i \sim I_{18}^{0.5}$ , следующая из (4), подтверждается численными расчетами и экспериментальными данными [13]. Ионов с энергией, превышающей (4), мало, так что на энергии (4) спектр ионов резко обрывается (так называемая отсечка). Выражение (4) для  $Z = 1$  дает оценку 2.5 МэВ, что соответствует максимальной энергии протонов (2.3 МэВ) на тыльной стороне фольги. На рис.5 приведен экспериментальный энергетический спектр легких ионов на лицевой стороне мишени. Отсечка по энергии хорошо видна и соответствует энергии 1.5 МэВ. Меньшее по сравнению с (4) значение энергии иона на лицевой стороне можно объяснить расплыванием за счет предимпульса плазменной границы, уменьшающим амбиполярное поле и темп ускорения ионов.

На временах  $t \gg R_b/v_i$ , когда произошла релаксация зарядов, формируется протяженный плазменный сгусток. В процессе движения от мишени к детектору угловое распределение вылетевших ионов меняется за счет расширения плазменного облака из-за кулоновского и теплового расталкивания. Эмиттанс

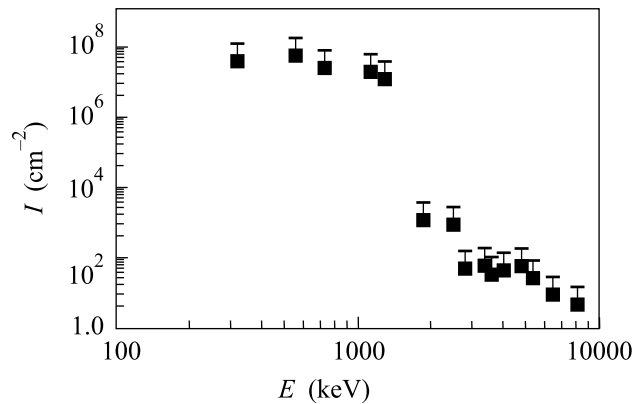


Рис.5. Энергетический спектр (шт/кэВ) протонов, вылетевших с лицевой стороны 12 мкм Ве-мишени

ионного пучка на расстоянии  $x$ :  $\varepsilon_\mu(x) = R(x)dR/dx$  определяется формулой [14]

$$\varepsilon_\mu(x) \approx R(x) \sqrt{4(J + c_s^2/v_i^2) \ln(R(x)/R(0)) + R'^2(0)}, \quad (5)$$

где  $J = ZeJ_i(1 - K)/m_i v_i^3 \gamma_i^3$ ,  $dR/dx|_{x=0} \approx v_{\perp i}/v_{\parallel i} \approx \theta_i$ ,  $\gamma_i \approx 1$  – лоренц-фактор ионов,  $K = n_{eh}/Zn_i \leq 1$ ,  $c_s = \sqrt{T_{\perp}/m_i}$ ,  $J_i = Zen_i v_i \pi R_b^2$ ,  $R(0) = R_b$ . Экспериментально было зарегистрировано распределение пучка быстрых ионов с диаметром  $\leq 0.6$  мм на расстоянии 3 см от фольги, что соответствует эмиттансу  $\leq 0.1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ . Тогда из выражения (5) при условии компенсации заряда в пучке ( $K \approx 1$ ) и начального угла вылета  $\theta_i = 0$  получается ограничение на поперечную температуру ионов  $T_{\perp} \leq 200$  эВ.

Из представленных результатов эксперимента видно, что при воздействии лазерного импульса с интенсивностью  $\geq 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> на фольгу происходит ускорение легких ионов до энергий  $\sim 2$  МэВ. Поток ионов с энергией  $\leq 2$  МэВ, регистрируемый за мишенью, заметно превысил поток таких же частиц назад, от мишени. Обнаружен высокоинтенсивный пучок протонов с энергией  $\geq 1.2$  МэВ и рекордно малой расходимостью  $\theta_i < 1^\circ$ . Причиной этого, по-видимому, является обогащение электронами внутренней части ионного пучка трубчатой формы, а также возможное неоднородное распределение водорода на поверхности мишени. Теоретические оценки энергий и углов вылета ионов близки к экспериментальным и свидетельствуют о том, что ионы генерируются на тыльной стороне фольги. Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 03-02-17722).

1. F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor et al., *Phys. Plasmas* **4**, 447 (1997).
2. K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2055 (2000).
3. S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Govan et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2076 (2000).
4. M. H. Key, M. D. Cable et al., *Phys. Plasmas* **5**, 1966 (1998).
5. A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).
6. A. P. Fews, P. A. Norrreys, F. N. Beg et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1801 (1994).
7. S. Okihara et al., *Journal of Nucl. Sci. and Tech.* **39**, 1 (2002).
8. M. Zepf, E. I. Clark, F. Beg et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 064801 (2003).
9. В. Ю. Быченков, В. Розмус, А. Максимчук и др., *Физика плазмы* **27**, 1076 (2001).
10. В. Г. Бородин, В. М. Комаров, В. А. Малинов и др., *Квант. электроника* **29**, 101 (1999).
11. А. А. Андреев, В. М. Комаров, А. В. Чарухчев и др., *ЖЭТФ* **121**, 266 (2002).
12. A. Puchov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3562 (2001).
13. S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al., *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
14. A. A. Andreev, T. Okada, K. Platonov et al., Accepted in *Laser and Particle Beams* (2003).
15. E. L. Clark et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
16. P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 185002 (2003).
17. А. А. Андреев, *ЖЭТФ* **89**, 632 (1999).
18. В. Ф. Ковалев, В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, *ЖЭТФ* **95**, 226 (2002).
19. С. В. Буланов, Т. Езиркепов, Ф. Ф. Каменец и др., *Физика плазмы* **28**, 1059 (2002).
20. Ю. М. Горбулин, С. А. Данько, Ю. Г. Калинин и др., *Физика плазмы* **6**, 109 (1980).