

# Влияние углов падения лазерного излучения на генерацию быстрых ионов

С. Ю. Гуськов<sup>1)</sup>, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров<sup>+</sup>, С. Г. Нищук<sup>+</sup>, Т. А. Пикуз\*, Ю. А. Сатов<sup>+</sup>, И. Ю. Скобелев\*, Ю. Б. Смаковский<sup>+</sup>, А. Я. Фаенов\*, С. В. Хоменко<sup>+</sup>, Б. Ю. Шарков<sup>□</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

<sup>+</sup> ТРИНИТИ, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

\* Центр данных по спектрам многозарядных ионов ГНЦ ВНИИФТРИ  
141570 п. Менделеево, Московская обл., Россия

<sup>□</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2001 г.

Экспериментально обнаружено увеличение числа и энергии быстрых ионов лазерной плазмы при увеличении угла фокусировки лазерного излучения на плоскую мишень. Численные расчеты показали, что увеличение угла фокусировки в условиях экспериментов приближало средний угол падения излучения лазерного пучка к оптимальному, отвечающему максимальной эффективности резонансного механизма поглощения и, как следствие, к увеличению доли поглощенной лазерной энергии, содержащейся в энергии быстрых электронов, и числа быстрых электронов. В свою очередь, увеличение энергии и числа быстрых электронов приводит к возрастанию числа быстрых электронов, участвующих в формировании самосогласованного электрического поля на краю мишени, и росту напряженности поля, что в конечном счете и является причиной увеличения числа и энергии быстрых ионов.

PACS: 52.38.Kd, 52.50.Jm

1. Исследование образования быстрых частиц в лазерной плазме является весьма актуальным не только для дальнейшего развития представлений о фундаментальных физических процессах, происходящих в высокотемпературной плазме, но и для решения ряда важных прикладных задач, таких как создание инжекторов многозарядных ионов для тяжелоионных ускорителей или лазерный термоядерный синтез, где наличие быстрых частиц может играть как отрицательную роль (предварительный прогрев сферической мишени и ухудшение ее сжатия), так и положительную (зажигание термоядерной реакции быстрыми ионами). Экспериментальные и теоретические исследования, проведенные за последние 30 лет, показали, что основным параметром, определяющим физику генерации быстрых частиц в лазерной плазме, является произведение  $q_{las}\lambda_{las}^2$ , где  $q_{las}$  и  $\lambda_{las}$  – поток и длина волны лазерного излучения, соответственно (см., например, обзор [1]). Естественно, что один этот параметр не может описать все многообразие физических процессов, приводящих к ускорению электронов и ионов, и в различных экспериментальных условиях даже при фиксированном

значении параметра  $q_{las}\lambda_{las}^2$  процессы ускорения будут происходить с различной эффективностью. Например, достаточно очевидно, что эффективность механизмов ускорения может зависеть от длительности лазерного импульса (особенно в случае ультракоротких импульсов) или агрегатного состояния вещества мишени (твердое тело, газ, кластеры). Экспериментальные исследования, проведенные в настоящей работе, показали, что существует еще один весьма неочевидный параметр, определяющий количество генерируемых быстрых частиц. Им оказалась светосила объектива, используемого для фокусировки лазерного импульса, или, точнее, отношение диаметра лазерного пучка  $D_{las}$  к фокусному расстоянию  $F$  объектива. Как показали эксперименты, при прочих равных условиях, число быстрых ионов растет при увеличении параметра  $D_{las}/F$ . Проведенное теоретическое рассмотрение позволило объяснить обнаруженный эффект и показать, что связан он с резонансным поглощением части лазерного излучения, падающего на мишень не по нормали к поверхности.

2. Эксперименты проводились в ТРИНИТИ на установке ТИР [2]. Указанная установка представляет собой CO<sub>2</sub>-лазер с выходной энергией до 100 Дж и позволяет получать импульсы гладкой временной формы с длительностью 15–80 нс. Длительность им-

<sup>1)</sup> e-mail: guskov@sci.lebedev.ru.

Рис.1. Схема эксперимента и спектрограммы свечения He-подобных ионов F VII, Mg XI и Al XII, наблюдаемые в случаях фокусировки лазерного излучения объективами с  $D_{las}/F = 0.25$  (вверху) и  $D_{las}/F = 0.1$  (внизу)

пульса варьируется изменением уровня накачки активной смеси, изменением режима работы задающего генератора и варьированием состава ячеек с насыщающимся поглотителем ( $SF_6$  в смеси с воздухом). Эксперименты, описанные в настоящей работе, были выполнены при длительностях импульса, равных 20 нс и 14 нс на полувысоте. Излучение фокусировалось на мишень с помощью объективов с фокусным расстоянием  $F = 60$  см и  $F = 150$  см, диаметр лазерного пучка  $D_{las}$  составлял 15 см. Плотность потока лазерного излучения на мишени составляла  $\sim (3 - 5) \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Мягкое рентгеновское излучение плазмы регистрировалось спектрографами со сферически изогнутыми кристаллами слюды. Кристаллы слюды, мишень и фотопленка располагались в соответствии со схемой FSSR-1D [3–5]. Спектры получались с высоким спектральным ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 2000-10000$  в зависимости от спектрального диапазона) и пространственным разрешением  $\Delta x \approx 20$  мкм. В качестве мишеней использовались плоские массивные пластины из тефлона, магния и алюминия. Направление наблюдения составляло угол  $\approx 55^\circ$  к поверхности мишени (см. рис.1). При таком расположении спектрографа ионы, летящие от мишени, имели составляющую скорости в направлении наблюдения и, следовательно, длины волн излучаемых ими фотонов из-за эффекта Доплера смещались в коротковолновую сторону. О наличии

быстрых ионов можно было судить по появлению широкого коротковолнового крыла у наблюдаемых спектральных линий, при этом форма крыла фактически давала распределение ионов по скоростям.

Эксперименты проводились при двух значениях светосилы фокусирующего объектива: 1)  $D_{las}/F = 0.25$  и 2)  $D_{las}/F = 0.1$ . В первом случае независимо от материала мишени широкие коротковолновые крылья наблюдались у всех регистрируемых спектральных линий очень отчетливо, во втором же их интенсивность была не выше уровня шумов (см. рис.1). Подчеркнем, что при этом плотность потока лазерного излучения во втором случае была даже несколько выше, чем в первом (в первом случае импульс с  $\tau_{las} = 20$  нс и  $E_{las} = 60$  Дж фокусировался в пятно диаметром 300 мкм, а во втором более мощный импульс с  $\tau_{las} = 14$  нс и  $E_{las} = 100$  Дж фокусировался в несколько меньшее пятно диаметром 180 мкм).

На рис.2 приведены восстановленные по форме коротковолнового крыла линии  $He_\alpha$  иона MgXI распределения ионов по скоростям для двух случаев фокусировки. Видно, что в первом случае (светосильный объектив) в плазме имелось значительное число ионов со скоростями разлета вплоть до  $(1.5-2) \cdot 10^8$  см/с, в то время как во втором (менее светосильный объектив) уверенно регистрировались лишь ионы со значительно меньшими скоростями  $(5-6) \cdot 10^7$  см/с (см. рис.2b).

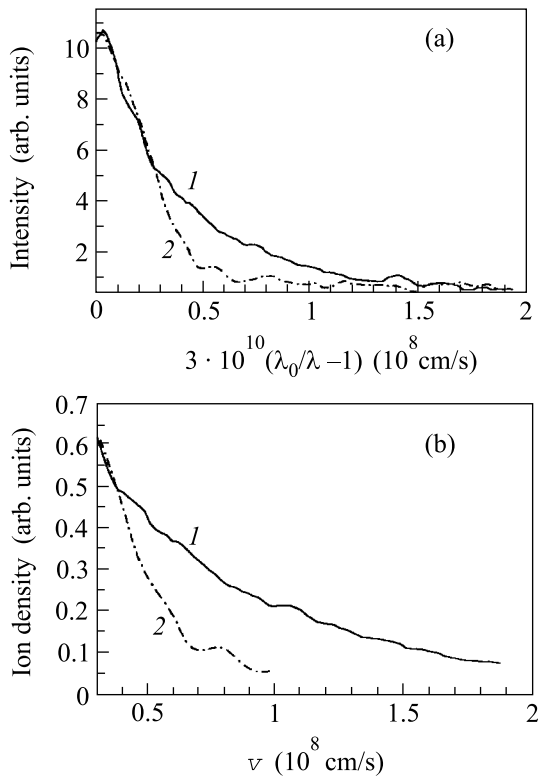


Рис.2. Форма коротковолнового крыла линии He $\alpha$  иона Mg XI (a) и распределение ионов по скоростям, наблюдаемые для двух случаев фокусировки излучения: кривая 1 –  $F = 60$  см, 2 –  $F = 150$  см

**3. Зависимость скорости разлета ионов от угла фокусировки лазерного излучения** позволяет предположить, что ускоряющее ионы поле создается быстрыми электронами, рождающимися при резонансном поглощении на критической поверхности. Действительно, при фокусировании излучения на мишени часть лазерных фотонов падает на поверхность не по нормали, причем с ростом светосилы объектива число таких фотонов увеличивается. При этом половина потока излучения имеет  $p$ -поляризацию и может возбуждать резонанс на критической поверхности. Эффективность резонансного поглощения зависит от параметра  $\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0$  [6–8], где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число,  $\omega$  – частота лазера,  $L$  – размер неоднородности плазмы на критической поверхности,  $\theta_0$  – угол падения излучения на мишень. Максимальная эффективность резонансного поглощения соответствует значению  $\tau_0 = 0.7$ .

Для расчета эффективности поглощения, доли резонансного поглощения и гидродинамических параметров плазмы была использована физическая модель, разработанная в [7, 8] (программа RAPID). Эта модель основывается на уравнениях двухтемпера-

турной гидродинамики плазмы и комбинации уравнений Максвелла и приближения геометрической оптики для описания распространения лазерного излучения в плазме. Строго говоря, для расчета динамики плазмы в геометрии плазменного факела при облучении плоской мишени одним пучком необходимо двумерное описание ее разлета. Однако, как отмечалось в [9, 10], качественно эффект разлета в поперечном к лазерному лучу направлении можно учесть в сферической геометрии, если задать начальный радиус мишени равным диаметру пятна фокусировки. (При этом плотность потока лазерного излучения должна быть зафиксирована.) Отметим также, что если в случае сферической мишени расположить фокальную точку так, чтобы она была сдвинута от центра мишени в направлении падения лазерного излучения на расстояние, равное радиусу критической поверхности, то распределение падающего излучения по углам будет в точности совпадать с распределением по углам при фокусировании на плоскую мишень. В рамках указанной модели расчеты были проведены для алюминиевых мишеней с начальным радиусом 300 мкм и 500 мкм (характерный размер пятна фокусировки).

В соответствии с условиями эксперимента рассматривались два варианта лазерного импульса и светосилы объектива. В обоих случаях зависимость потока от времени бралась в виде равнобедренного треугольника, а фокальная точка объектива помещалась за центр мишени так, что расстояние от нее до центра равнялось радиусу критической поверхности в момент максимума интенсивности импульса. В таблице приведены результаты расчета для ряда величин, характеризующих процесс поглощения излучения ( $\delta_{abs}$  – суммарная доля поглощения за счет обратного тормозного и резонансного механизмов,  $\delta_{abs}^{res}$  – доля резонансного поглощения), и основные гидродинамические параметры плазмы, взятые в момент максимальной мощности импульса:  $T_e^{max}$  – максимум электронной температуры в короне,  $L = [1/\rho(\partial\rho/\partial r)_c]^{-1}$  – характерный размер неоднородности плазмы в критической точке,  $r_c$  – радиус критической поверхности,  $u(\rho_c)$  – скорость плазмы в точке с критической плотностью  $\rho_c$ ,  $u(\rho_c/10)$  – скорость плазмы в точке с плотностью  $\rho_c/10$ . Рассчитанные профили плотности  $\rho$ , скорости  $u$ , электронной,  $T_e$ , и ионной,  $T_i$ , температур показаны на рис.3 для первого случая светосильного объектива.

Из таблицы и рис.3 видно, что гидродинамические скорости не достаточны для объяснения наблюдаемого доплеровского сдвига линий на относительно небольших ( $\sim 400$ – $800$  мкм) расстояниях от ми-

| $R_0$ , мкм  | $\delta_{abs}$ | $\delta_{abs}^{res}$ | $T_e^{max}$ , кэВ | $L$ , мкм | $r_c$ , мкм | $u(\rho_c)$ , $10^7$ см/с | $u(\rho_c/10)$ , $10^7$ см/с |
|--|----------------|----------------------|-------------------|-----------|-------------|---------------------------|------------------------------|
| $E_{las} = 60$ Дж, $\tau_{las} = 20$ нс, $F = 60$ см   |                |                      |                   |           |             |                           |                              |
| 300  | 0.642          | 0.106                | 0.518             | 362       | 900         | 2.73                      | 4.24                         |
| 500  | 0.752          | 0.094                | 0.462             | 442       | 1200        | 2.57                      | 3.87                         |
| $E_{las} = 100$ Дж, $\tau_{las} = 14$ нс, $F = 150$ см |                |                      |                   |           |             |                           |                              |
| 300  | 0.517          | 0.0279               | 0.654             | 369       | 1040        | 3.5                       | 4.91                         |
| 500  | 0.620          | 0.0297               | 0.593             | 441       | 1340        | 3.06                      | 4.62                         |

шени. Более того, в вариантах с  $F = 150$  см из-за более высокой плотности потока скорость несколько выше, чем в случае  $F = 60$  см. Согласно таблице, гидродинамические параметры плазмы слабо зависят

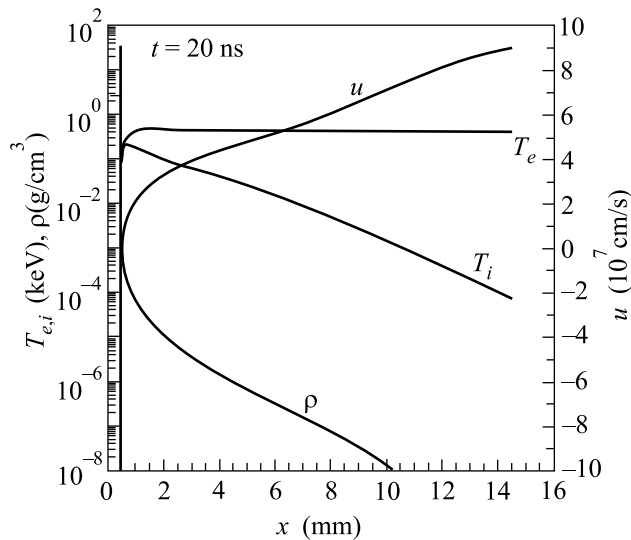


Рис.3. Профили плотности  $\rho$ , скорости  $u$ , электронной,  $T_e$ , и ионной,  $T_i$ , температур в момент максимальной мощности импульса  $t = 20$  нс для варианта  $F = 60$  см,  $R_0 = 500$  мкм

от величины светосилы линзы. Однако доля резонансного поглощения отличается значительно. Для мишени с  $R_0 = 300$  мкм в случае  $F = 60$  см доля резонансного поглощения в 3.8 раза выше, чем при  $F = 150$  см. Таким образом, необходимо рассматривать механизм дополнительного ускорения ионов плазмы электрическим полем, создаваемым быстрыми электронами.

4. Рассмотрим простую модель, позволяющую оценить характерную энергию и плотность быстрых электронов, которые образуются при резонансном поглощении лазерного излучения. В точке поворота луча плазму можно рассматривать в виде плоского слоя с меняющейся вдоль градиента плотностью [7, 8] (выберем ось  $x$  в этом направлении). Из уравнений Максвелла следует, что величина продольного поля

на критической поверхности ограничивается диссипативными процессами [6]:

$$|E_{xc}| = \alpha_0 |H_c| \omega / \nu, \quad (1)$$

где  $\nu$  – эффективная частота, связанная с высокочастотной проводимостью  $\sigma$  соотношением  $\sigma = \nu / 4\pi$ ,  $H_c$  – магнитное поле в критической точке,  $\alpha_0 = \sin \theta_0$  ( $\theta_0$  – угол падения). В сферическом случае угол падения определяется из соотношения  $\sin^2 \theta_0 = \epsilon_1(r_t)$ , где  $\epsilon_1(r_t)$  – значение действительной части диэлектрической проницаемости в точке поворота луча [7, 8].

В слабых полях, когда энергия осцилляции электрона меньше его тепловой энергии, диссипация поля происходит за счет электрон-ионных столкновений  $\nu = \nu_{ei}$ . В сильном поле, когда амплитуда колебаний электрона сравняется с характерной шириной плазменного резонанса, основным механизмом ограничения продольного поля является генерация надтепловых электронов  $\nu = \nu_h$  (в общем случае в (1)  $\nu = \nu_{ei} + \nu_h$ ). За период колебания поле может совершить работу над электроном, который пролетает резонансную область. Характерная энергия электрона при этом равна его энергии осцилляций в резонансном поле. Надтепловые электроны уносят энергию из резонансной области:

$$n_h (m_e v_h^3 / 2) = (\nu_h / \nu) q_{abs}^{res}, \quad (2)$$

где  $n_h$ ,  $v_h$  – плотность и скорость надтепловых электронов,  $q_{abs}^{res}$  – плотность потока энергии, поглощенной в резонансной области. Для скорости  $v_h$  имеем

$$v_h = e |E_{xc}| / m_e \omega. \quad (3)$$

Ток быстрых электронов является полностью диссипативным:

$$en_h v_h = \sigma_h |E_{xc}|, \quad (4)$$

где  $\sigma_h = \nu_h / 4\pi$ . Заменяя профиль плотности в окрестности критической точки линейным с характерным размером неоднородности  $L$ , можно получить [6]

$$q_{abs}^{res} = \int_{\Delta x_{res}} \sigma |E_x|^2 dx = \frac{1}{8} \alpha_0^2 |H_{yc}|^2 \omega L. \quad (5)$$

Из (2)–(5) находим

$$\frac{\nu_h}{\omega} + \frac{\nu_{ei}}{\omega} = \left[ \frac{e\alpha_0 |H_{yc}|}{\pi m_e \omega^2 L} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Релятивистский случай рассматривается аналогично (результат приведен в [11]). Интересно отметить, что выражение (6) для эффективной частоты можно получить и другим способом, если приравнять амплитуду осцилляций электрона в резонансном поле  $a_{os} = e|E_{xc}|/m_e \omega^2$  и характерную ширину резонанса  $\Delta x = 2L\nu_h/\omega$ . Для оценки энергии быстрых электронов необходима связь магнитного поля в критической точке  $|H_{yc}|$  с его значением в вакууме  $|H_0|$  (в падающей волне). Для плазмы с линейным профилем плотности такая связь записывается в виде [6]

$$\alpha_0 |H_{yc}| = \frac{\Phi(\tau) |H_0|}{\sqrt{2\pi k_0 L}}, \quad \Phi(\tau) = 4\tau V(\tau^2) \sqrt{\frac{V(\tau^2)}{-V'(\tau^2)}}, \quad (7)$$

где  $V$  и  $V'$  – функция Эйри и ее производная. Функция  $\Phi(\tau)$  имеет максимум при  $\tau = 0.7$ :  $\Phi(0.7) = 1.2$ , при  $\tau \rightarrow 0$ ,  $\Phi(\tau) \approx 2\tau$ . Как показывают оценки, энергия осцилляций электрона в резонансе намного превышает тепловую энергию, поэтому кулоновская частота  $\nu_{ei}$  определяется не по тепловой скорости, а по осцилляторной, что позволяет пренебречь  $\nu_{ei}$  по сравнению с  $\nu_h$ . Окончательно для продольного поля в резонансе получаем:

$$|E_{xc}| = |H_0|^{1/2} [\Phi(\tau)]^{1/2} (\pi k_0 L/2)^{1/4} (m_e c \omega / e)^{1/2}.$$

Энергия быстрых электронов  $\epsilon_h = e^2 |E_{xc}|^2 / m_e \omega^2$ . Из (3), (4) имеем для плотности быстрых электронов  $n_h = n_c (\nu_h / \omega)$ , где  $n_c$  – критическая плотность (для СО<sub>2</sub>-лазера  $n_c = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ).

Сделаем оценки  $\epsilon_h$  и  $n_h$  для параметров плазмы, полученных в гидродинамических расчетах. Для случая  $F = 60 \text{ см}$  при  $t = 20 \text{ нс}$ :  $L = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ,  $k_0 L = 240$ ,  $\alpha_0 = 0.124$  (для лучей с максимальным углом падения),  $|H_0| = |E_0| = 1.58 \cdot 10^5 \text{ ед. CGS}$  для  $q_{las} = 3 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ ,  $\tau = 0.77$ . При этих значениях получаем  $\nu_h/\omega = 7.8 \cdot 10^{-4}$ ,  $|E_{xc}| = 6.15 \cdot 10^6 \text{ ед. CGS}$ ,  $\epsilon_h = 180 \text{ кэВ}$ ,  $n_h = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Очевидно, что при энергии электронов 180 кэВ пренебрежение кулоновской частотой столкновений оправдано ( $\nu_{ei}/\omega \sim 10^{-7}$ ). Для случая  $F = 150 \text{ см}$  при  $t = 14 \text{ нс}$  получаем  $\epsilon_h = 160 \text{ кэВ}$ ,  $n_h = 7.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Следовательно, максимальные энергия и плотность быстрых электронов отличаются слабо. Существенное различие имеется в доле резонансного поглощения (3–4 раза), так как она является интегральной по углам падения величиной и учитывает различное угловое распределение падающего излучения. Общее количество

быстрых электронов определяется долей резонансного поглощения и составляет для случая  $F = 60 \text{ см}$  ( $R_0 = 300 \text{ мкм}$ )  $2.21 \cdot 10^{14}$  электронов, а при  $F = 150 \text{ см}$  –  $1.09 \cdot 10^{14}$  электронов, если взять найденные максимальные энергии быстрых электронов в качестве средних значений.

5. Таким образом, возрастание роли резонансного поглощения при использовании светосильного фокусирующего объектива должно приводить к увеличению числа генерируемых быстрых электронов в плазме, что, в свою очередь, должно вести к возрастанию доли быстрых ионов. На основании полученных выше результатов по генерации быстрых электронов проведем простые оценки энергии и доли быстрых ионов в условиях обсуждающихся экспериментов. Как известно, до плотностей потоков воздействующего лазерного излучения  $q_{las} = 10^{18} - 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  ускорение ионов внутри плазменного факела играет малую роль по причине компенсации тока быстрых электронов током проводимости тепловых электронов плазмы. В этих условиях эффективное ускорение быстрых ионов возможно лишь на границе плазмы с вакуумом под действием самосогласованного электрического поля, образующегося за счет разделения заряда при вылете быстрых электронов за пределы плазмы на дебаевский радиус.

Величину самосогласованного поля на краю плазмы с вакуумом оценим следующим образом:

$$E_S = 4\pi J_h e t_h, \quad (8)$$

здесь  $J_h$  – поток быстрых электронов на границе плазмы,  $t_h$  – время нахождения быстрого электрона вне плазмы (величина, обратная дебаевской частоте быстрого электрона).

Считая, что энергия быстрых электронов соответствует энергии лазерного излучения, поглощенного за счет резонансного механизма, поток быстрых электронов на границе плазмы с учетом разлета вещества плазменного факела составляет

$$J_h = \frac{\delta_{abs}^{res} \beta q_{las}}{\epsilon_h} \left( \frac{R_{las}}{R_{las} + u_b \tau_{las}} \right)^2, \quad (9)$$

где  $\beta$  – доля быстрых электронов, летящих навстречу лазерному пучку,  $u_b$  – характерная скорость движения границы плазмы.

Решая уравнение движения быстрого электрона в поле (8), для времени  $t_h$  имеем

$$t_h = 2^{-1/4} \left( \frac{m_e^{1/2} \epsilon_h^{3/2}}{\pi \delta_{abs}^{res} \beta q_{las}} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{u_b \tau_{las}}{R_{las}} \right). \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (8), получаем для самосогласованного поля окончательно

$$E_S = 2^{1/4} \left( \frac{\pi \delta_{abs}^{res} \beta q_{las} m_e^{1/2}}{\epsilon_h^{1/2}} \right) \left( \frac{R_{las}}{R_{las} + u_b \tau_{las}} \right). \quad (11)$$

Среднее число ускоряемых ионов равно среднему числу быстрых электронов, находящихся вне мишени и формирующих самосогласованное поле

$$N_i \equiv \pi (R_{las} + u_b \tau_{las})^2 J_h t_h, \quad (12)$$

при этом за время действия лазерного импульса ионы ускоряются до скорости

$$V_i \equiv \frac{ze}{m_i} E_S \tau_{las}. \quad (13)$$

В условиях рассматриваемой задачи, когда  $u_b \tau_{las} \gg R_{las}$ , для среднего числа быстрых ионов и их скорости на основании (12) и (13) и (9)–(11) получаем

$$N_i \approx 2^{-3/4} \left( \frac{\delta_{abs}^{res} \beta q_{las} m_e^{1/2}}{\pi e^2 \epsilon_h^{1/2}} \right)^{1/2} R_{las} u_b \tau_{las}, \quad (14)$$

$$V_i \approx 2^{1/4} \frac{ze}{m_i} \left( \frac{\pi \delta_{abs}^{res} \beta q_{las} m_e^{1/2}}{\epsilon_h^{1/2}} \right)^{1/2} \frac{R_{las}}{u_b}. \quad (15)$$

Интересно отметить, что полученные результаты по ускорению быстрых ионов в самосогласованном поле быстрых электронов предсказывают как рост энергии ионов, так и их числа с ростом доли резонансно поглощенной энергии  $V_i, \propto N_i, \propto (\delta_{abs}^{res})^{1/2}$ .

Подставляя данные по условиям эксперимента и результатам численных расчетов из таблицы, считая дополнительно, что только половина быстрых электронов летит в направлении границы мишени с вакуумом для средней энергии быстрых ионов алюминия и их числа легко получить: в случае эксперимента с короткофокусной линзой  $V_i \approx 4 \cdot 10^8$  см/с и  $N_i \approx 2.5 \cdot 10^{11}$  частиц; в случае эксперимента с длиннофокусной оптикой  $V_i \approx 1.5 \cdot 10^8$  см/с и  $N_i \approx 10^{11}$

частиц, что хорошо соответствует полученным экспериментальным данным.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально обнаружен эффект возрастания энергии и числа быстрых ионов лазерной плазмы при использовании светосильного фокусирующего объектива. Явление объясняется увеличением доли резонансно поглощенной энергии лазерного излучения и, следовательно, увеличением числа быстрых электронов при использовании короткофокусной оптики. На наш взгляд, представляется весьма перспективным использование этого эффекта в задаче создания инжектора многозарядных ионов для тяжелоионных ускорителей.

Работа была частично поддержана грантом INTAS # 97-2090 и грантом МНТЦ # 856.

1. S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay et al., Phys. Fluids **29**, 2679 (1986).
2. V. Yu. Baranov, K. N. Makarov, V. C. Roerich et al., Laser and Particle Beams **14**, 347 (1996).
3. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
4. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz et al., J. X-Ray Science and Techn. **5**, 323 (1995).
5. B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 4049 (1998).
6. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М.: Наука, 1967.
7. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко и др., ЖЭТФ **79**, 837 (1980).
8. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко и др., *Поглощение лазерного излучения сферической мишени с учетом рефракции и развитой гидродинамики*, Труды ФИАН **134**, М.: Наука, 1980.
9. N. N. Demchenko and V. B. Rozanov, J. Soviet Laser Research **12**, 250 (1991).
10. Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов, Препринт ФИАН № 209, Москва, 1989.
11. M. P. Kalashnikov, P. Nickles, Th. Schlegel et. al., Phys. Rev. Lett. **73**, 260 (1994).