

О предельной энергии ионов разлетающейся сверхтонкой фольги, облучаемой мощным ультракоротким лазерным импульсом

В.Ю.Быченков, В.Ф.Ковалев

Исходя из теории кулоновского взрыва плазмы получена оценка максимальной энергии ионов, возникающих под действием облучающего сверхтонкую фольгу релятивистски сильного ультракороткого лазерного импульса.

Ключевые слова: плазма, сверхтонкая фольга, ультракороткий лазерный импульс.

Благодаря интересу к практическим применениям потоков высокоэнергетических ионов, ускоряемых при облучении различных мишеней короткими лазерными импульсами, в настоящее время широко обсуждаются схемы такого ускорения, основанные на использовании как мишеней различных конструкций, так и лазерных импульсов с разными параметрами. В связи с прогрессом в технологии получения сверхтонких плоских мишеней (фольг толщиной 100–1000 Å) высокого качества и ультракоротких (с длительностью, всего на порядок превышающей период лазерного поля) релятивистски сильных лазерных импульсов с высоким контрастом по интенсивности, препятствующим разрушению мишени предымпульсом, ожидается проведение соответствующих экспериментов по генерации быстрых ионов.

Сильное лазерное поле способно вырвать все электроны из тонкой мишени и тем самым создать условия для последующего кулоновского взрыва положительно заряженного слоя плазмы. Такой процесс подобен имеющему место в кластерах [1–5], и если размер пятна фокусировки много больше толщины мишени, он может моделироваться как решение задачи Коши для уравнений Власова–Пуассона, описывающих взрывающийся плоский слой заряженной плазмы в одномерной геометрии. С течением времени, когда плазма растекается на расстояние порядка размера пятна фокусировки, разлет ионов становится трехмерным. При этом естественно возникает вопрос об оценке максимальной энергии, которую в итоге приобретают ионы. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа, где обсуждаются также условия реализации указанного режима ускорения ионов.

Исходным является решение одномерной начальной задачи для нерелятивистского ионного уравнения Власова (или, в приближении холодных частиц, эквивалентных уравнений гидродинамики) с самосогласованным электрическим полем, удовлетворяющим уравнению Пуассона. При этом считается заданным начальный ($t = 0$) про-

филь ионной плотности $n_0(x)$, который принят симметричным (относительно $x = 0$) и спадающим при $|x| \rightarrow \infty$ с характерной полушириной l ; ионы предполагаются покоящимися. Из этого решения для ионной плотности $n(x, t)$ и средней скорости ионов $v(x, t)$ имеем следующие распределения, заданные в параметрической форме с помощью пространственной переменной h :

$$x = h + \frac{t^2 w(h)}{2}, \quad w(h) = \frac{4\pi Z^2 e^2}{M} \int_0^h n_0(y) dy, \quad (1)$$

$$v(t, x) = tw(h), \quad n(t, x) = n_0(h) \left(1 + \frac{t^2 \omega_{pi}^2}{2}\right)^{-1}, \quad |h| \leq l,$$

где $Ze \equiv e_i$ и M – заряд и масса иона; $w = e_i E/M$; ω_{pi} – ионная ленгмюровская частота, вычисленная по начальной плотности $n_0(0)$ в центре фольги при $x = 0$.

Для иллюстрации решения (1) на рис.1 приведены пространственные распределения плотности и скорости ионов при $\omega_{pi} t = 2$ и 4 для двух начальных распределений плотности $n_0(x)$ плазменного слоя: ступенчатого (однородная фольга) и гауссова, $n_0(x) = (2/\sqrt{\pi}) \exp(-x^2/l^2)$, при одинаковом полном числе частиц в фольге. Из сравнения кривых на рис.1 следует, что для размытия границы фольги на величину, меньшую или порядка половины её толщины, модель однородной фольги вполне пригодна. Отметим, что в случае разлета плоского слоя опрокидывания волны кулоновского взрыва не происходит, как это имеет место при цилиндрическом и сферическом разлете плазмы [4, 5], т. е. для описания разлета плоской фольги, в отличие от неоднородной ситуации, достаточно гидродинамического подхода [6]. Однако в реальном эксперименте при облучении тонких фольг короткими лазерными импульсами одномерный разлет с течением времени сменяется трехмерным. Это происходит тогда, когда плазма разлетается на расстояние, примерно равное размеру пятна фокусировки d излучения лазера. При условии $d \gg 2l$ скорость ионов взрывающейся однородной фольги достигает величины

$$v_{\max}^{(1D)} = \omega_{pi} \sqrt{ld}. \quad (2)$$

В дальнейшем разлет плазмы протекает как трехмерный, и естественно возникает вопрос, насколько может возрасти энергия ионов на этой стадии по сравнению с дости-

В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bychenk@sci.lebedev.ru

В.Ф.Ковалев. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4,а; e-mail: kovalev@imamod.ru

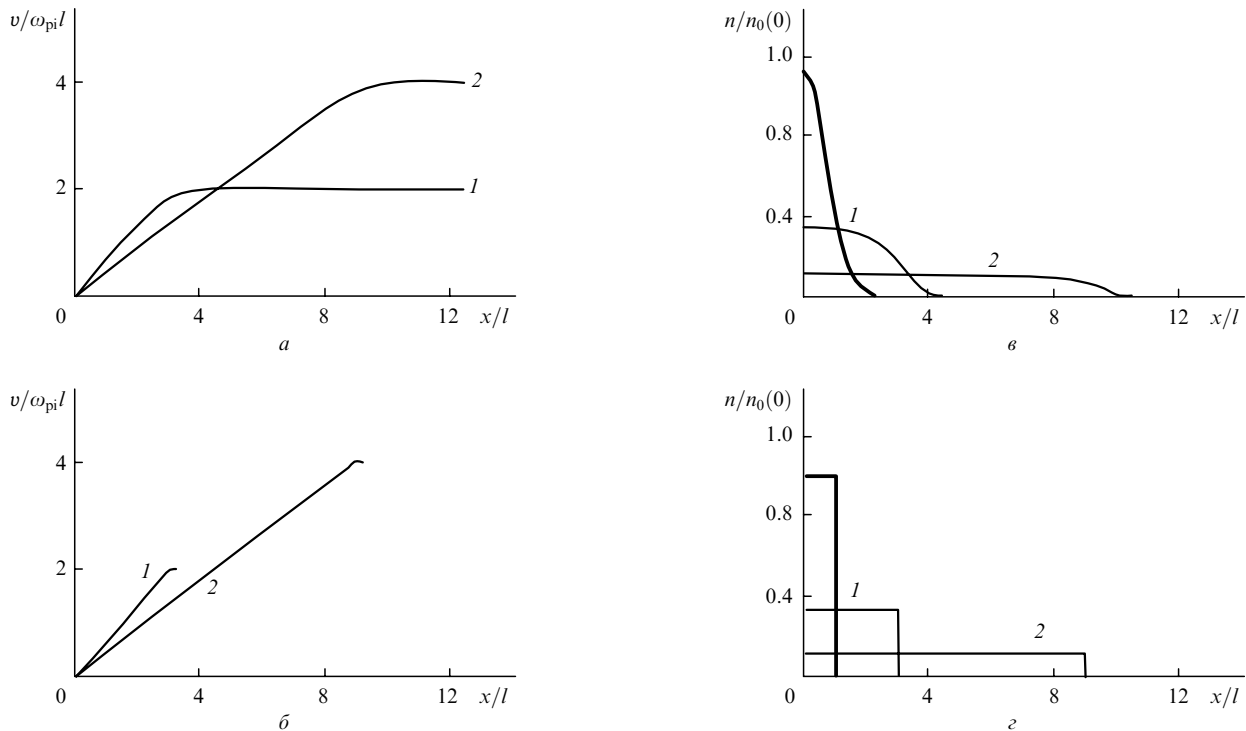


Рис.1. Пространственные распределения скорости (а,б) и плотности (в,г) ионов при $\omega_{pi}t = 2$ (1) и 4 (2) для двух начальных распределений плотности в фольге – гауссова, $n_0(x) = (2/\sqrt{\pi}) \exp(-x^2/l^2)$ (а,в), и ступенчатого (б,г) при одинаковом полном числе частиц в фольге. Жирными линиями на рис.в, г показаны начальные профили плотностей.

гаемой в одномерном режиме, равной, согласно (2), $Mld\omega_{pi}^2/2$.

Ниже для оценки воспользуемся теорией сферического разлета заряженного плазменного сгустка [5]. В отличие от [5], в качестве начальных условий берем распределения плотности, средней скорости и электрического поля, отвечающие одномерному решению (1) в момент времени $t = t^*$, когда идеальная фольга разлетелась на расстояние $d/2$. Соответствующие начальные условия для уравнений холодной бесстолкновительной гидродинамики и Пуассона, описывающих сферический разлет однородного ионного сгустка, таковы:

$$n = \frac{n_0(0)}{1 + \omega_{pi}^2 t^{*2}/2} \theta(1 - 2r/d), \quad v = \frac{t^* r \omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pi}^2 t^{*2}/2},$$

$$E = \frac{(M/e_i) r \omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pi}^2 t^{*2}/2}. \tag{3}$$

Здесь θ – функция единичного скачка. Решение этой задачи записывается в параметрическом виде через переменные q и g :

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{2}{3}} \tau \mu \left[1 + \frac{3}{2} (\mu t^*)^2 \right]^{3/2} \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{[1 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2} + [q^2 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2}}{[1 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2} - [q^2 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2}} \\ &+ \frac{1}{2} \ln \frac{[1 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2} - (3/2)^{1/2} \mu t^*}{[1 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2} + (3/2)^{1/2} \mu t^*} \\ &+ \frac{[1 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2}}{1 - q^2} \end{aligned}$$

$$\times \left\{ [q^2 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2} - (1 - q^2)(3/2)^{1/2} \mu t^* \right\},$$

$$v(t, r) = \sqrt{\frac{2}{3}} \mu g [q^2 + (3/2)(\mu t^*)^2]^{1/2}, \quad r = \frac{g}{1 - q^2},$$

$$\tau = t - t^*, \quad g \leq \frac{d}{2}, \tag{4}$$

где $\mu^2 = \omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pi}^2 t^{*2}/2)$. Из этих формул следует, что предельная максимальная скорость ионов, достигаемая на границе расширяющегося сгустка при $\tau \rightarrow \infty$ (это соответствует $q \rightarrow 1$),

$$v_{\max}^{(3D)} = \omega_{pi} \left(\frac{4ld}{3} \right)^{1/2}, \tag{5}$$

что определяет максимальную энергию ускоренных ионов $\epsilon_{\max} = 2Mld\omega_{pi}^2/3$.

Таким образом, мы приходим к заключению, что основную энергию ионы набирают в одномерном режиме кулоновского взрыва фольги. А именно, сравнение (2) и (5) показывает, что на трехмерной стадии разлета фольги энергия, набранная ионами, составляет лишь четверть от максимальной. При этом максимальная энергия ионов прямо пропорциональна толщине фольги, её плотности и размеру пятна фокусировки лазера. В реальном эксперименте набранная ионами энергия может не достигать величины $\epsilon_{\max} \approx Mld\omega_{pi}^2$ из-за возможного обратного радиального тока холодных электронов, компенсирующего заряд в фокальной области. Оценка эффективности такой компенсации требует учета столкновений и соответствующих процессов нелокального переноса. По этой причине ϵ_{\max} следует рассматривать как предельное значение энергии ускоренных ионов из тонких фольг под действием сильных лазерных импульсов.

Чтобы оценить необходимую интенсивность излучения лазера, учтем, что запасенная заряженной плазмой кулоновская энергия (на единицу площади) $\mathcal{E}_c \approx 2\pi e_1^2 n^2 l^2 d$. Соответственно энергия, которую приобретают электроны в поле релятивистски сильного лазерного поля, $\mathcal{E}_e \approx n_e l m c^2 a^2$, должна существенно превышать \mathcal{E}_c . Здесь e – заряд электрона; n_e – плотность электронов ($en_e = e_1 n = Ze n_1$); m – масса электрона; $a = eE_{\text{las}}/m\omega c$ – безразмерная амплитуда лазерного поля E_{las} ; ω – его частота; c – скорость света.

Таким образом, режим кулоновского взрыва реализуется при $a^2 > \omega_{\text{pe}}^2 l d / c^2$, где ω_{pe} – плазменная частота электронов. Это отвечает тому, что скин-слой для релятивистски сильного лазерного импульса, проникающего в плотную плазму, ac/ω_{pe} , превышает среднее геометрическое значение l и d . С учетом приведенного неравенства имеем следующее ограничение на величину предельной энергии ионов: $\epsilon_{\text{max}} < Z m c^2 a^2 = 0.5 Z a^2$ МэВ. Для современных лазерных установок, таких, например, как рассматриваемая в [7], $a > 100$, что позволяет надеяться на получение ионов с энергией ~ 1 ГэВ при облучении тонких фольг световыми импульсами с высоким контрастом по интенсивности.

Проведенный нами анализ эффективности генерации ионов при кулоновском взрыве плоских мишеней показал, что использование ультракоротких лазерных импульсов с высоким контрастом для облучения фольг субмикронной толщины может стать эффективным инструментом получения ионов с энергией ~ 1 ГэВ. Поскольку соответствующая интенсивность лазеров уже достигнута, основного прогресса следует ожидать на пути повышения контраста лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16428) и Международного научно-технического центра (проект № 2289).

1. Nishihara K., Amitani H., Murakami M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, **464**, 98 (2001).
2. Krainov V.P., Smirnov M.B. *Phys. Reports*, **370**, 237 (2002).
3. Zweiback J., Cowan T.E., Hartley J.H., et al. *Phys. Plasmas*, **9**, 3108 (2002).
4. Kaplan A.E., Dubetsky B.Y., Shkolnikov P.L. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 143401-1 (2003).
5. Ковалев В.Ф., Быченко В.Ю. *ЖЭТФ*, **128**, 243 (2005).
6. Быченко В.Ю., Ковалев В.Ф. *Физика плазмы*, **31**, 203 (2005).
7. <http://www.eecs.umich.edu/CUOS/>.