Журнал технической физики, 2014, том 84, вып. 3

04

Генерация плотного электронного пучка в тонкой пленке ультраинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом

© И.Н. Косарев

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
140700 Шатура, Московская область, Россия
e-mail: kossarev2006@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 6 февраля 2013 г. В окончательной редакции 29 мая 2013 г.)

В рамках кинетической теории лазерной плазмы, основанной на построении пропагаторов (в классическом пределе) для функций распределения электронов и ионов плазмы, исследована динамика электронов в тонкой мишени при воздействии на нее фемтосекундного лазерного импульса интенсивностью 10^{20} W/cm^2. Расчет проводился при реальных плотностях и зарядах ионов плазмы. Часть электронов вырывается из мишени. Большая часть энергии лазерного импульса поглощается электронами, ускоряя их до высоких энергий.

Интерес в исследовании взаимодействия ультраинтенсивных лазерных импульсов с плазмой связан с генерацией быстрых протонов и ионов, которые могут быть использованы для быстрой протонографии, изохорного нагрева твердых мишеней, быстрых нейтронных источников, быстрого зажигания термоядерных мишеней, получения изотопов [1–3]. Генерация пучков высокоэнергетических электронов возникает в другом режиме взаимодействия ультраинтенсивных лазерных импульсов с плазмой: при прохождении импульсов через слабонеоднородную плазму сверхкритической плотности. Пучки электронов с высокой энергией могут быть использованы для быстрого зажигания термоядерной мишени, рентгенографии, генерации гамма-квантов и электрон-позитронных пар. Однако генерация пучка высокоэнергетических электронов возможна и в случае взаимодействия ультраинтенсивного лазерного импульса с тонкой твердотельной фольгой (плотная плазма с резкими границами). Это было обнаружено при численном теоретическом исследовании этого взаимодействия. Этот пучок твердотельной плотности имеет особую структуру и может использоваться в тех же приложениях, что и другие пучки электронов с высокой энергией.

Динамика плазмы исследуется в рамках развитой в [2] теории взаимодействия мощных коротких импульсов с плазмой. Эта теория основана на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы на временах, меньших времени релаксации этих функций распределения. В приближении самосогласованного поля пропагатор для матрицы плотности частиц сорта a имеет вид

$$K_a(2,1) = \left(\frac{m_a^{\text{eff}}}{2\pi\hbar(t_2-t_1)}\right)^3 \times \exp\left\{\frac{i}{\hbar}(S_0+\Delta S_p)+\Delta S_{\text{coll}}\right\}, \qquad (1)$$

где S_0 является функционалом действия частицы в лазерном поле линейной поляризации, типичной для мощных лазеров. Неоднородность лазерного поля учитывается здесь параметрически (время кратно лазерному периоду)

$$\begin{aligned} S_0 = {} & \frac{m_a^{\text{eff}}(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1)(\Delta\mathbf{r}_2-\Delta\mathbf{r}_1)}{t_2-t_1} \\ & - \frac{Z_a e(\Delta\mathbf{r}_2-\Delta\mathbf{r}_1)}{\omega - c(t_2-t_1)}\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2}\mathbf{A}d\varphi \\ & + \frac{Z_a e}{\omega c(t_2-t_1)}\,\frac{(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1)}{(t_2-t_1)}\left(-\int\limits_{\varphi_1-\Delta\varphi_1}^{\varphi_1+\Delta\varphi_1}\mathbf{A}d\varphi + \int\limits_{\varphi_2-\Delta\varphi_2}^{\varphi_2+\Delta\varphi_2}\mathbf{A}d\varphi\right) \\ & - \frac{Z_a^2e^2}{\omega^2 m_a^{\text{eff}}(t_2-t_1)}\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2}\mathbf{A}d\varphi\left(-\int\limits_{\varphi_1-\Delta\varphi_1}^{\varphi_1+\Delta\varphi_1}\mathbf{A}d\varphi + \int\limits_{\varphi_2-\Delta\varphi_2}^{\varphi_2+\Delta\varphi_2}\mathbf{A}d\varphi\right) \\ & + \frac{Z_a^2e^2}{2\omega m_a^{\text{eff}}c^2}\left(-\int\limits_{\varphi_1-\Delta\varphi_1}^{\varphi_1+\Delta\varphi_1}A^2d\varphi + \int\limits_{\varphi_2-\Delta\varphi_2}^{\varphi_2+\Delta\varphi_2}A^2d\varphi\right), \end{aligned} \qquad (2)$$

где $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0(\mathbf{r}_\perp, \varphi/\omega)\sin\varphi$ — векторный потенциал лазерного поля, $\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор; $\varphi_{1,2} = \omega t_{1,2} - \mathbf{k}\mathbf{r}_{1,2}$, $\Delta\varphi_{1,2} = -\mathbf{k}\Delta\mathbf{r}/2$; $m_a^{\text{eff}} = \sqrt{m_a^2 + Z_a^2e^2A^2/4m_a^2c^4}$ — эффективная масса частицы a в лазерном поле; ω — частота, Z_a — заряд частиц сорта a, c — скорость света. В формуле (1) ΔS_p является добавкой к действию, обусловленной пондеромоторной силой, которая возникает вследствие неоднородности амплитуды лазерного поля A_0. Пондеромоторная сила учитывается по теории возмущений, которая справедлива на коротких временах, в течение которых смещение частицы мало по сравнению с характерным размером неоднородности амплитуды лазерного поля A_0,

$$\Delta S_p = -\frac{Z_a^2 e^2}{4m_a^{\mathrm{eff}} c^2}\, \nabla A_0^2 \int\limits_{t_1}^{t_2} \Delta \mathbf{r}_a\, dt. \qquad (3)$$

Здесь $\Delta\mathbf{r}_a$ — траектория частицы в однородном лазерном поле с граничными условиями $\Delta\mathbf{r}_a(t_1) = \Delta\mathbf{r}_1$, $\Delta\mathbf{r}_a(t_2) = \Delta\mathbf{r}_2$. Вклад в действие ΔS_{coll}, обусловленный взаимодействием частиц, дается следующими выражениями (этот вклад также вычисляется по теории возмущений):

$$\mathrm{Im}\{\Delta S_{\mathrm{coll}}\} = \pi \sum_b n_b \int d\mathbf{p}_b f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1)\mathrm{vp}$$

$$\times \int\limits_{t_1}^{t_2} dt\, \frac{Z_a(\mathbf{r}_1) e^2 c^2}{\hbar}\, \frac{[\Delta \mathbf{r}_{a\perp \mathbf{v}_b}(t)]^2}{\big(\mathbf{v}_b + \dot{\mathbf{r}}_a(t)\big)\Delta\dot{\mathbf{r}}_a(t)},$$

$$f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_b(\mathbf{r}), \qquad (4)$$

$$\mathrm{Re}\{\Delta S_{\mathrm{coll}}\} = -\pi \sum_b n_b \int d\mathbf{p}_b f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1)$$

$$\times \int\limits_{t_1}^{t_2} dt\, \frac{Z_a^2(\mathbf{r}_1) e^4}{\hbar v_b} \big(\Delta \mathbf{r}_{a\perp \mathbf{v}_b}(t)\big)^2,$$

$$f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_b^2(\mathbf{r}). \qquad (5)$$

Здесь Z_b, $\mathbf{p}_b$, $\mathbf{v}_b$, n_b — соответственно заряд, импульс, скорость и средняя плотность частиц сорта b. Матрица плотности $\rho(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}/2, \mathbf{r} - \Delta\mathbf{r}/2)$ связана с функцией распределения соотношением

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d\Delta\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, \Delta\mathbf{r}) \exp\left(-i\, \frac{\Delta\,\mathbf{r}\,\mathbf{p}}{\hbar}\right),$$

$$\rho(\mathbf{r}, \Delta\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp\left(i\, \frac{\Delta\,\mathbf{r}\,\mathbf{p}}{\hbar}\right), \qquad (6)$$

где V — объем плазмы.

Если начальные функции распределения частиц плазмы известны, то их эволюция может быть определена последовательным применением пропагаторов (1)–(5) согласно соотношению

$$\rho_a(\mathbf{r}_2, \Delta\mathbf{r}_2, t_2) = \int d\mathbf{r}_1 \int d\Delta\mathbf{r}_1 K_a(2,1) \rho_a(\mathbf{r}_1, \Delta\mathbf{r}_1, t_1). \qquad (7)$$

Здесь рассматривается взаимодействие линейнополяризованного лазерного импульса с огибающей

$$A_{0x} = A_0 \exp\big(-(t - z/c)^2/\tau^2\big) \exp\big(-(x^2 + y^2)/\sigma^2\big), \qquad (8)$$

оси z и x направлены соответственно вдоль волнового вектора лазерного импульса и оси поляризации. Параметры лазерного импульса таковы: $\tau = 20T$, $\sigma = 7\lambda$ и

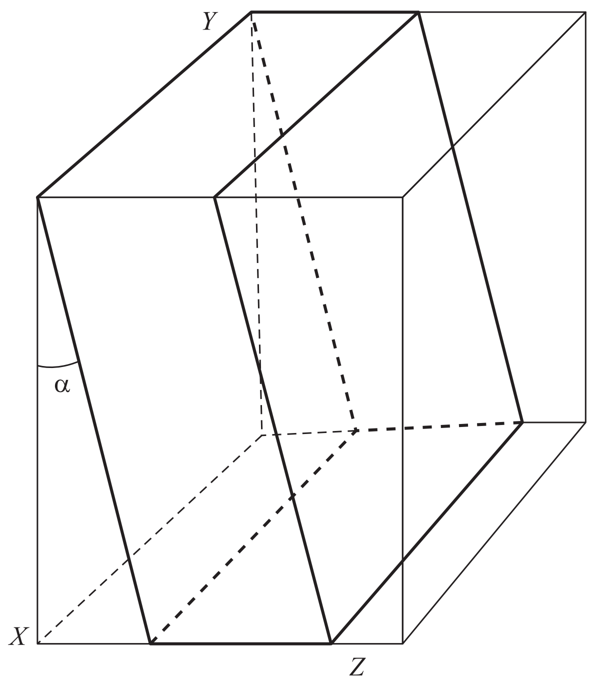

Рис. 1. Геометрия взаимодействия лазерного импульса с фольгой. Лазерный импульс распространяется в направлении оси Z и поляризован вдоль оси X.

$\lambda = 0.8\,\mu$m, где T и λ — период лазерного импульса и длина волны соответственно. Максимальная интенсивность достигает величины $I_0 = 10^{20}\,\mathrm{W/cm^2}$. Вектор нормали алюминиевой фольги направлен под углом 22° к волновому вектору лазерного импульса (рис. 1). Толщина фольги $3\,\mu$m, начальная концентрация электронов и ионов Al^{+13} соответствует твердотельной плотности.

Рис. 2. Распределение электронной плотности, проинтегрированное по направлениям, перпендикулярным распространению лазерного импульса, в начальный t_i и конечный t_f моменты времени. Координата Z изображена в длинах волн лазерного поля λ.

Имеется также примесь протонов с концентрацией, равной концентрации ионов алюминия.

Как видно из рис. 2, лазерный импульс сметает электронную плотность в направлении своего распространения. Далее пучок с плотностью порядка твердотельной будет двигаться по инерции. Его скорость порядка скорости света, деленной на десять. Из рис. 3 видно, что лазерный импульс прожигает фольгу, причем отличие формы отверстия от круговой объясняется релятивистской филаментационной неустойчивостью лазерного луча [4]. Большая часть электронов являются холодными, но как видно из рис. 4–6, внутри пучка есть электроны с высокой энергией (они ускоряются в основном в направлении распространения лазерного импульса). Общая энергия этих релятивистских электронов порядка энергии лазерного импульса, причем их движение является вихреобразным. Наличие горячих электронов, двигающихся в противоположном пучку направлении, также видно на рис. 4–6. Относительное число высокоэнергетических электронов порядка 1%, их средняя энергия порядка 5 MeV.

Итак, наблюдается генерация электронного пучка твердотельной плотности при взаимодействии ультраинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса с тонкой фольгой. Скорость этого пучка на порядок меньше скорости света. Большая часть энергии лазерного импульса поглощается горячими электронами внутри

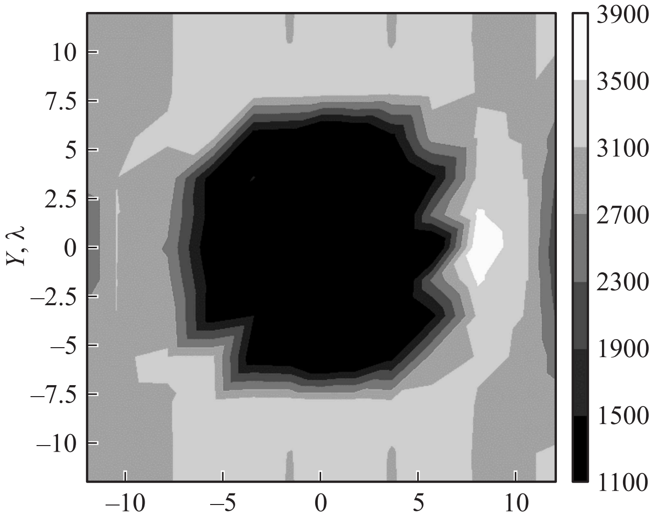

Рис. 3. Распределение электронной плотности, проинтегрированное по направлению распространения лазерного импульса, в конечный момент времени. Координаты X, Y изображены в длинах волн лазерного поля λ.

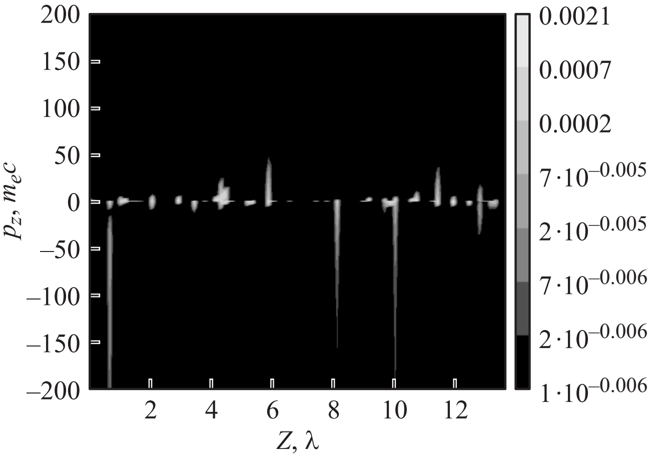

Рис. 4. Распределение высокоэнергетических электронов в фазовой плоскости (Z, p_z) в конечный момент времени. Импульс электронов в направлении лазерного импульса p_z в единицах $m_e c$ (масса электрона, умноженная на скорость света), координата Z в длинах волн лазерного поля λ.

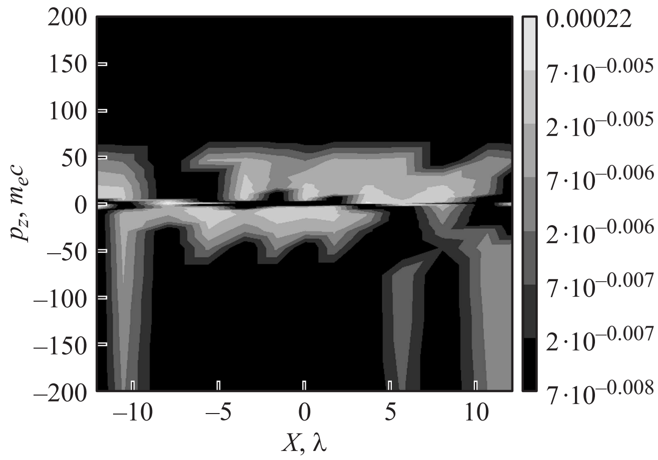

Рис. 5. Распределение высокоэнергетических электронов в фазовой плоскости (X, p_z) в конечный момент времени. Импульс электронов в направлении лазерного импульса p_z в единицах $m_e c$ (масса электрона, умноженная на скорость света), координата X в длинах волн лазерного поля λ.

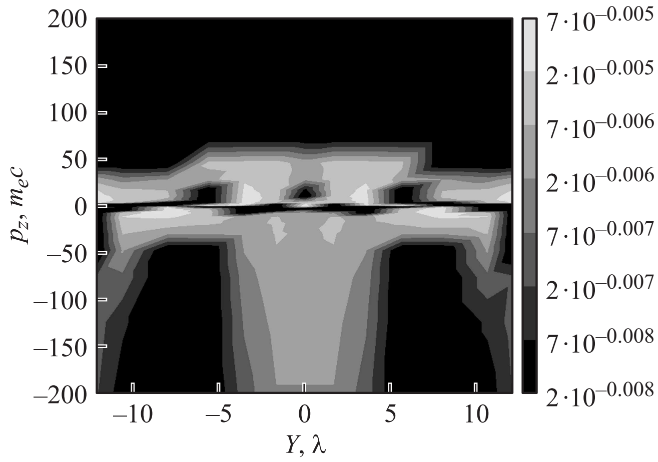

Рис. 6. Распределение высокоэнергетических электронов в фазовой плоскости (Y, p_z) в конечный момент времени. Импульс электронов в направлении лазерного импульса p_z в единицах $m_e c$ (масса электрона, умноженная на скорость света), координата Y в длинах волн лазерного поля λ.

плотного пучка, которые совершают вихреобразное движение.

Список литературы

[1] *Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V.* // Rev. Mod. Phys. 2006. Vol. 78. P. 318.
[2] *Косарев И.Н.* // УФН. 2006. Т. 176. С. 1267.
[3] *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.* // УФН. 2008. Т. 178. С. 823.
[4] *Max C.E., Arons J., Langdon A.B.* // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 209.