

# Краткие сообщения

01;04;05;07;11

## Взаимодействие пикосекундных лазерных импульсов с тонкой мишенью

© И.Н. Косарев

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров, Нижегородская область, Россия  
e-mail: kosarev@vniief.ru

(Поступило в Редакцию 15 марта 2006 г.)

В рамках кинетической теории лазерной плазмы, основанной на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы, исследовано взаимодействие пикосекундного лазерного импульса нерелятивистской интенсивности с тонкой мишенью. Учитываются как самосогласованное поле плазмы, так и корреляции (столкновения) частиц плазмы. При взаимодействии происходит разделение зарядов в мишени и сильный нагрев электронов.

PACS: 42.65.Re, 78.70.-g

### Введение

При генерации релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов современными тера-, петаваттными лазерными установками возникает предимпульс с длительностью порядка 10 ps–1 ns и интенсивностью порядка  $10^{16}–10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. Взаимодействие этого предимпульса с мишенью представляет интерес [1–7], поскольку оно оказывает значительное влияние на генерацию как горячих релятивистских электронов [3,4], так и быстрых ионов [5–7] при взаимодействии основной части импульса с плазмой.

В настоящей работе исследуется взаимодействие лазерного импульса длительностью 5 ps и интенсивностью  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> с тонкой алюминиевой фольгой. При воздействии на плазму столь интенсивного лазерного излучения в ней возбуждаются сильные плазменные волны, которые определяются самосогласованным плазменным полем. С другой стороны, длительность импульса велика по сравнению с временем свободного пробега частиц в плазме, поэтому для исследования динамики плазмы в таких условиях необходим учет как самосогласованного поля, так и столкновений частиц (см. [8]).

### Основные соотношения

Развитая в [9] кинетическая теория взаимодействия коротких мощных лазерных импульсов с плазмой обобщается на случай наличия корреляций частиц плазмы, согласно [10]. Пропагатор для частиц плазмы сорта  $a$

имеет вид

$$K_a(2, 1) = \left( 1 + \sum_{ij=aa,ba,bb} \frac{1}{2} n_i n_j \right) \times \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 g_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_1) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} S_1 \right\} \times \left( \frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^3 \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} (S_0 + \Delta S_p) + \Delta S_{\text{coll}} \right\}, \quad (1)$$

где  $S_0$  — действие частицы в лазерном поле линейной поляризации (типичной для мощных лазеров), в котором неоднородность поля учтена параметрически;

$$S_0 = \frac{m_a}{t_2 - t_1} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) (\Delta \mathbf{r}_2 - \Delta \mathbf{r}_1) - \frac{Z_a e}{\omega c (t_2 - t_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi + \frac{Z_a e}{\omega c (t_2 - t_1)} \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{(t_2 - t_1)} \left( - \int_{\varphi_1 - \Delta\varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta\varphi_1} \mathbf{A} d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta\varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \right) - \frac{Z_a^2 e^2}{\omega^2 m_a (t_2 - t_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \left( - \int_{\varphi_1 - \Delta\varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta\varphi_1} \mathbf{A} d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta\varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \right) + \frac{Z_a^2 e^2}{2\omega m_a c^2} \left( - \int_{\varphi_1 - \Delta\varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta\varphi_1} \mathbf{A}^2 d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta\varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta\varphi_2} \mathbf{A}^2 d\varphi \right), \quad (2)$$

где  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0(\mathbf{r}_\perp, \varphi/\omega) \sin \varphi$  — векторный потенциал лазерного поля,  $\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{k}$ ,  $\varphi_{1,2} = \omega t_{1,2} - \mathbf{k}\mathbf{r}_{1,2}$ ,  $\Delta\varphi_{1,2} = -\mathbf{k}\Delta\mathbf{r}/2$ ,  $\omega$  — частота лазерного поля,  $\mathbf{k}$  — волновой

вектор,  $\Delta S_p$  — добавка к действию, обусловленная пондеромоторными силами, возникающими вследствие неоднородности амплитуды лазерного поля  $A_0$ . Пондеромоторные силы учтены по теории возмущений, что справедливо при достаточно коротких временах, в течение которых смещение частицы мало по сравнению с характерным размером неоднородности амплитуды лазерного поля  $A_0$

$$\Delta S_p = -\frac{Z_a^2 e^2}{4m_a c^2} \nabla A_0^2 \int_{t_1}^{t_2} \Delta \mathbf{r}_a(t) dt. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta \mathbf{r}_a(t)$  является траекторией 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  $\Delta S_{\text{coll}}$ , обусловленный взаимодействием частиц, имеет вид (этот вклад также вычисляется по теории возмущений):

$$\begin{aligned} \text{Im} \{ \Delta S_{\text{coll}} \} &= \pi \sum_b n_b \int d\mathbf{p}_b f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) \\ &\times v.p. \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{Z_a(\mathbf{r}_1) e^2 c^2}{\hbar} \frac{[\Delta \mathbf{r}_{a \perp v_b}(t)]^2}{\mathbf{v}_b \Delta \dot{\mathbf{r}}_a(t)}, \\ f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) &= \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_b(\mathbf{r}); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \{ \Delta S_{\text{coll}} \} &= -\pi \sum_b n_b \int d\mathbf{p}_b f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) \\ &\times \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{Z_a^2(\mathbf{r}_1) e^4}{\hbar v_b} (\Delta \mathbf{r}_{a \perp v_b}(t))^2, \\ f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) &= \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_a^2(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $Z_b$ ,  $\mathbf{p}_b$ ,  $\mathbf{v}_b$ ,  $n_b$  являются зарядом, импульсом, скоростью и средней плотностью частиц плазмы сорта  $b$ .

Второе слагаемое в (1) является вкладом в пропагатор, обусловленным столкновениями (корреляциями) частиц плазмы. Поправка к действию  $S_1$ , вычисленная по теории возмущений (см. [10]), имеет вид

$$\begin{aligned} S_1 &= -Z_a Z_b e^2 \\ &\times \sum_{i=1,2} \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{dt}{|\mathbf{r} + (-1)^{i+1} \Delta \mathbf{r} / 2 - \mathbf{v}_i(t_2 - t) - \mathbf{r}_a(t)|}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\mathbf{r}_a(t)$  является траекторией частицы в однородном лазерном поле с граничными условиями  $\mathbf{r}_a(t_1) = \mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_a(t_2) = \mathbf{r}_2$ . Корреляционная функция

$g_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_1)$  в (1) имеет вид [11]:

$$\begin{aligned} g_{ab}(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1; \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_1) \\ = -\frac{Z_a Z_b \exp(-r/r_D)}{(\sum_c Z_c n_c) 4\pi r_D^2 r} f_a(\mathbf{p}_1, \mathbf{R}_1, t_1) f_b(\mathbf{p}_2, \mathbf{R}_2, t_2), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ ,  $r_D$  является дебаевским радиусом плазмы.

Матрица плотности  $\rho(\mathbf{r} + \Delta \mathbf{r} / 2, \mathbf{r} - \Delta \mathbf{r} / 2)$  связана с функцией распределения соотношением

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) &= \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) \exp\left(-i \frac{\Delta \mathbf{r} \mathbf{p}}{\hbar}\right), \\ \rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) &= \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp\left(i \frac{\Delta \mathbf{r} \mathbf{p}}{\hbar}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $V$  — объем плазмы.

Если заданы начальные функции распределения частиц плазмы, то их эволюция может быть найдена путем многократного последовательного применения пропагаторов (1)–(7), согласно соотношению

$$\begin{aligned} \rho_a(\mathbf{R}_2, \Delta \mathbf{r}_2, t_2) \\ = \int d\mathbf{R}_1 \int d\Delta \mathbf{r}_1 K_a(2, 1) \rho_a(\mathbf{R}_1, \Delta \mathbf{r}_1, t_1). \end{aligned} \quad (9)$$

В рассматриваемом здесь случае имеются два сорта частиц: электроны и ионы алюминия. Поскольку плазма является классической, то интегралы в (1), (9) вычисляются методами стационарной фазы и перевала.

## Численные результаты

Здесь рассматривается взаимодействие с тонкой фольгой линейно-поляризованного лазерного импульса с поперечной огибающей

$$A_{0x} = A_0 \exp(-x^2/\sigma^2), \quad (10)$$

причем ось  $z$  выбрана вдоль волнового вектора лазерного импульса,  $x$  — вдоль оси поляризации. Расчет проводился в приближении двух пространственных переменных. Параметры лазерного импульса таковы: длительность  $\tau = 2900T$ ,  $\sigma = 9\lambda$ ,  $\lambda = 0.527 \mu\text{m}$ , где  $T$ ,  $\lambda$  являются периодом и длиной волны лазерного импульса. Расчеты проведены при интенсивности  $I_0 = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Алюминиевая фольга толщиной  $1 \mu\text{m}$  расположена перпендикулярно волновому вектору лазерного импульса, начальная концентрация электронов и ионов  $\text{Al}^{+13}$  соответствует твердотельной плотности. Начальная температура выбиралась равной  $100 \text{ eV}$ . В неидеальной плазме столкновительные объемы (4), (5) не учитываются.

При взаимодействии с лазерным импульсом распределение электронов и ионов в плазме становится сильно неравновесным со средней кинетической энергией порядка  $10 \text{ keV}$ . Плазма с такой кинетической энергией

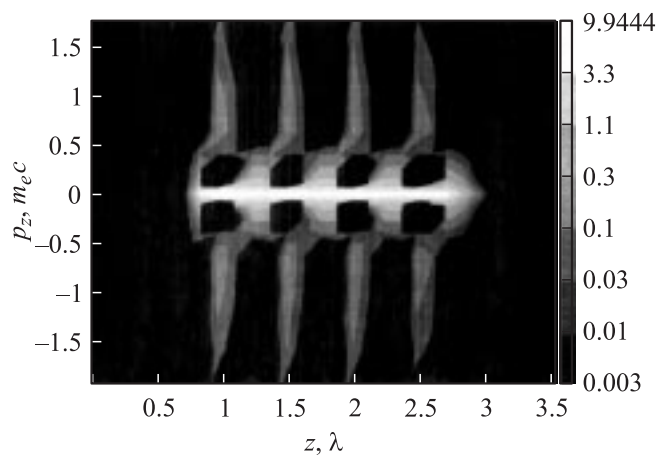


Рис. 1. Распределение электронов в фазовой плоскости  $(p_z, z)$ .

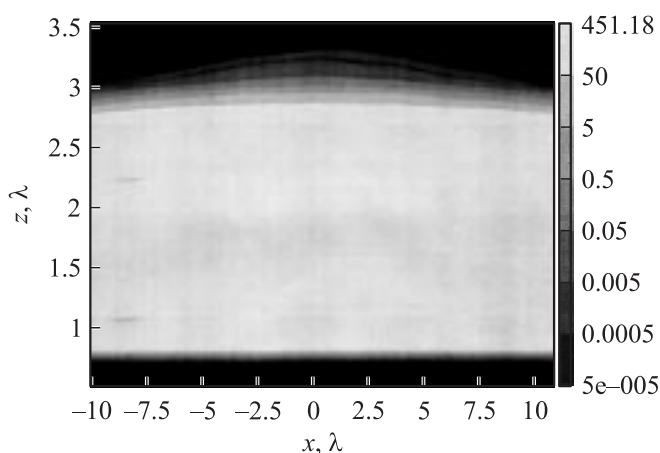


Рис. 2. Электронная плотность в единицах  $1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

частиц является идеальной. При этом как электроны, так и ионы ускоряются в основном вдоль направления распространения лазерного импульса. Максимальная энергия электронов достигает релятивистской величины порядка 0.8 MeV. Аномальный нагрев электронов при взаимодействии пико-, наносекундного лазерного импульса, нерелятивистской интенсивности с металлической мишенью был обнаружен также в эксперименте [12]. Распределение электронов в фазовой плоскости  $(p_z, z)$  изображено на рис. 1. Возникновение горячих электронов можно объяснить ускорением тепловых электронов электронными плазменными волнами, которые возбуждаются электронным пучком, возникающим вследствие действия поперечной силы падающего на мишень лазерного импульса.

При взаимодействии пикосекундного импульса с тонкой мишенью возникает разделение зарядов в плазме на передней и задней сторонах мишени и размывание электронной плазмы на задней стороне мишени. Первый из этих факторов способствует ускорению ионов плазмы,

в то время как размывание электронной плазмы приводит к экранировке заряда ионов, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ускорения ионов. Электронная плотность изображена на рис. 2, ионная плотность плазмы изменяется гораздо меньше. Значительное разделение зарядов при взаимодействии лазерного импульса пико-, наносекундной длительности и нерелятивистской интенсивности с металлической толстой мишенью было обнаружено также в эксперименте [12].

## Заключение

Итак, при воздействии пикосекундного лазерного предимпульса нерелятивистской интенсивности на тонкую мишень возникает разделение зарядов, способствующее ускорению ионов основным релятивистским фемтосекундным лазерным импульсом. Однако размывание электронной плазмы на задней границе мишени уменьшает это ускорение вследствие экранировки заряда ионов электронной плазмой.

При воздействии пикосекундного лазерного импульса нерелятивистской интенсивности (длительностью 5 ps и интенсивностью  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) на тонкую алюминиевую мишень (толщина  $1 \mu\text{m}$ ) возникает также сильный нагрев электронов до релятивистских энергий (порядка 0.8 MeV).

## Список литературы

- [1] Adami K., Tanaka K.A., Matsuoka T. et al. // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. N 8. P. 3721.
- [2] Doumi G., Quere F., Gobert O. et al. // Phys. Rev. E 2004. Vol. 69. P. 026 402.
- [3] Hosokai T., Kinoshita K., Zhidkov A. et al. // Phys. Rev. E 2003. Vol. 67. P. 036 407.
- [4] Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M., Zheng J. // Phys. Rev. E 2004. Vol. 69. P. 036 405.
- [5] Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadter D., Bychenkov V.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 18. P. 4108.
- [6] Kaluza M., Schreiber J., Santala M.I.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. N 4. P. 045 003.
- [7] Максимчук А., Флиппо К., Краузе Х. и др. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 6. С. 514.
- [8] Андреев Н.Е., Силин В.П., Стенчиков Г.Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 4. С. 1396.
- [9] Косарев И.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 32.
- [10] Косарев И.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 133.
- [11] Климонтович Ю.Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975.
- [12] Иванов В.В., Князев А.К., Куценко А.В. и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. Вып. 4. С. 1257.