

01;02;05;07;12

## Генерация быстрых протонов при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с тонкой фольгой

© 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 19 октября 2004 г.)

Исследуется взаимодействие мощного фемтосекундного лазерного импульса с тонкой алюминиевой фольгой с примесью водорода. Расчеты сделаны с реальными зарядами ионов и при твердотельной плотности. Исследование проведено с помощью развитой ранее теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой. Эта теория основана на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы. Результаты расчетов распределения быстрых протонов хорошо согласуются с данными эксперимента.

### Введение

Современные лазеры мультитера петаваттной мощности позволяют получать интенсивные импульсы с длительностью в фемтосекундном диапазоне (см., например, [1]). Интенсивность достигает величин порядка  $10^{18} - 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> в фокусе лазерного импульса. При таких интенсивностях осцилляционное движение электрона в поле волны становится релятивистским (при длине волны порядка  $1 \mu\text{m}$ ). Интенсивность  $8 \cdot 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> возможно получить и с помощью настольного лазера [2]. Многочисленные эксперименты [3–16] и численное моделирование методом „частиц в ячейке“ [17–27] показывают, что в результате взаимодействия столь интенсивных лазерных импульсов с тонкой мишенью (либо в толстой при наличии слабого предимпульса) образуются интенсивные пучки быстрых протонов, которые могут быть использованы для быстрого зажигания термоядерной мишени [28,29], диагностики быстропротекающих процессов в плазме [30], изохронного нагрева твердого тела с целью получения высоких давлений [31], источника нейтронов [3].

Механизм ускорения протонов при взаимодействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с тонкой мишенью таков. Пондеромоторная сила ускоряет электроны, вследствие чего возникает разделение зарядов. Образовавшееся амбиполярное электрическое поле и ускоряет ионы, находящиеся в плазме мишени. Дополнительное ускорение может возникнуть вследствие кулоновского взрыва ионов [17] и вихревого электрического поля [18]. Имеется также стохастический механизм ускорения электронов [32], при этом возникают оптимальные условия для ускорения протонов [26]. Ионы могут ускоряться как вблизи передней

границы тонкой мишени [3,14,20,21], так и вблизи ее задней границы [6,8,13,17,18,22]. В расчетах [27] ускоряющее амбиполярное поле распределено в широкой области. При падении лазерного импульса на толстую мишень ионы также ускоряются вследствие возникновения амбиполярного поля [11]. Следует отметить, что распределение ускоренных ионов по энергии зависит от функции распределения выталкиваемых электронов. В случае свободного разлета плазмы в вакуум это показано в [33].

### Основные соотношения

Динамика плазмы исследуется в рамках развитой ранее теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой [34]. Эта теория основана на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы на временах, меньших времени релаксации этих функций распределения. Пропагатор для матрицы плотности (функции распределения в координатном представлении) частиц сорта  $a$  имеет вид (в приближении самосогласованного поля)

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

где  $S_0$  — действие частицы в лазерном поле линейной поляризации (типичной для мощных лазеров), в котором

неоднородность поля учтена параметрически,

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

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  $A_0$ ,

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

Здесь  $\Delta \mathbf{r}_a$  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  $\Delta S_{st}$ , обусловленный взаимодействием частиц, имеет вид (этот вклад также вычисляется по теории возмущений)

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

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

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

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

$$\begin{aligned}
f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = & \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d\Delta \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) \exp\left(-i \frac{\Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar}\right), \\
\rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) = & \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp\left(i \frac{\Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar}\right), \quad (6)
\end{aligned}$$

где  $V$  — объем плазмы.

Если заданы начальные функции распределения частиц плазмы, то их эволюция может быть найдена путем многократного, последовательного применения пропагаторов (1)–(5) согласно соотношению

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

Для исследования генерации быстрых протонов необходимо рассматривать три сорта частиц: электроны, ионы мишени и примесные ионы водорода.

## Генерация быстрых протонов при облучении тонкой алюминиевой фольги

Здесь рассматривается взаимодействие линейно поляризованного лазерного импульса с огибающей

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

причем ось  $z$  выбрана вдоль волнового вектора лазерного импульса, ось  $x$  выбрана вдоль оси поляризации. Параметры лазерного импульса таковы:  $\tau = 20T$ ,  $\sigma = 7\lambda$ ,  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , где  $T$ ,  $\lambda$  являются периодом и длиной волны лазерного импульса. Максимальная интенсивность достигает величины  $I_0 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Алюминиевая фольга показана на рис. 1. Угол  $\alpha$  между волновым вектором лазерной волны и нормалью к плоскости равен  $22^\circ$ , как в эксперименте [13]. Толщина фольги равна  $3 \mu\text{m}$ ,

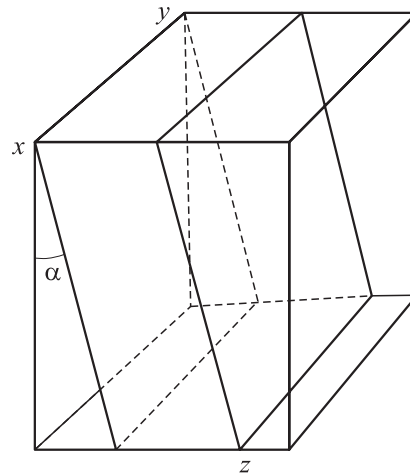


Рис. 1. Трехмерное изображение тонкой алюминиевой мишени.

начальная концентрация электронов и ионов  $Al^{13}$  соответствует твердотельной плотности. Имеются также примесные ионы водорода.

В целом процесс взаимодействия протекает так же, как и при моделировании методом „частиц в ячейке“. Большая пондеромоторная сила лазерного импульса выталкивает и ускоряет электроны вдоль направления своего распространения, вследствие чего возникает сильное разделение зарядов. Распределения электронов в фазовых плоскостях  $(z, p_z)$  и  $(y, p_z)$  приведены на рис. 2 и 3 соответственно. Эти распределения приведены в момент времени после окончания процесса взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Как видно из рис. 2, 3, электроны ускоряются до релятивистских энергий в направлении распространения импульса. Вследствие развития веиблевской неустойчивости [35] генерируется электронный ток в противоположном направлении. Усредненное описание (характерный масштаб порядка длины волны) этой неустойчивости представлено на рис. 3. Обычно веиблевская неустойчивость развивается до более мелких масштабов [36].

Распределение электронной плотности в момент времени после окончания взаимодействия лазерного импульса с мишенью представлено на рис. 4. Видно, что

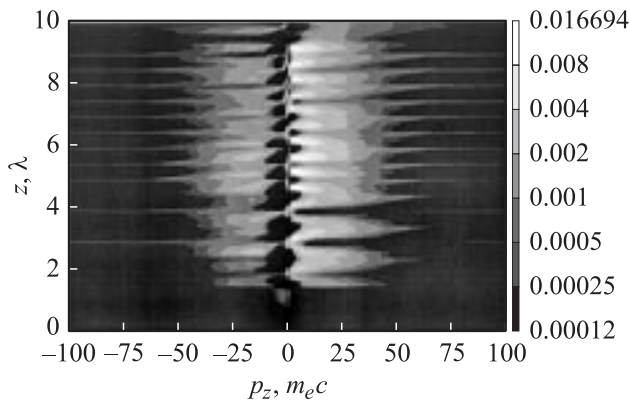


Рис. 2. Распределение электронов в фазовой плоскости  $(z, p_z)$ .

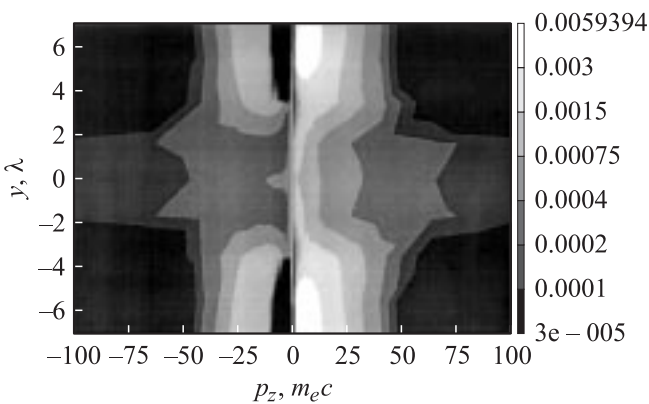


Рис. 3. Распределение электронов в фазовой плоскости  $(y, p_z)$ .

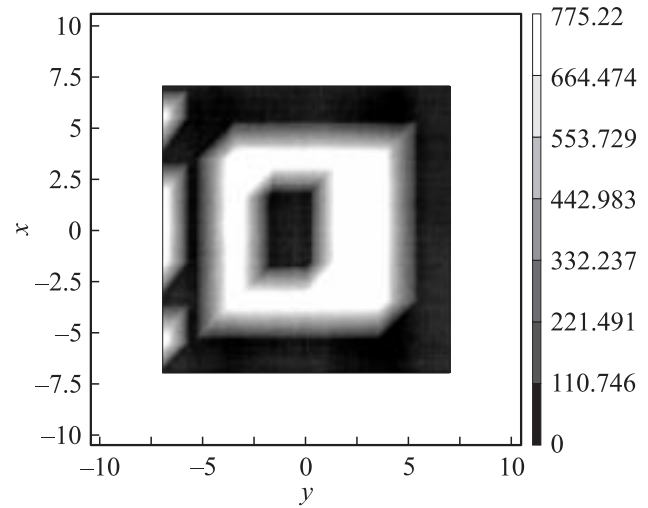


Рис. 4. Трехмерное изображение электронной плотности в единицах  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

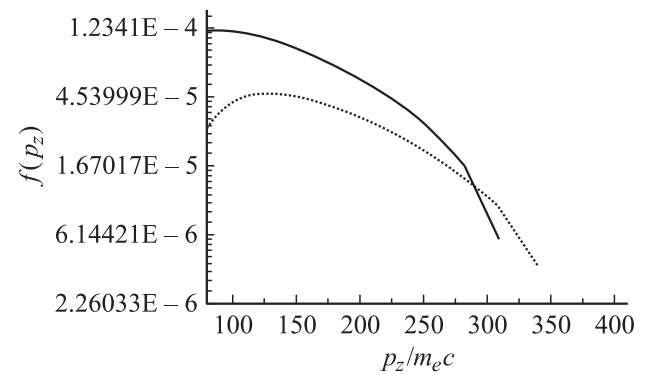
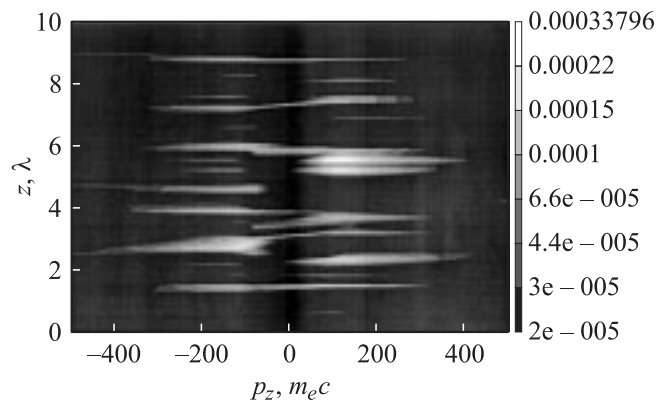


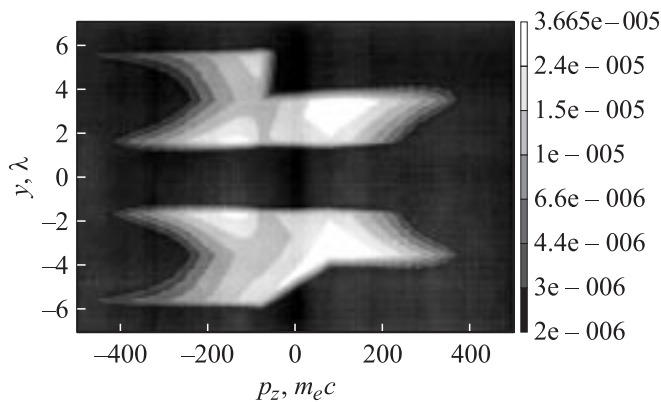
Рис. 5. Функция распределения быстрых протонов по импульсу  $p_z$  при различных концентрациях протонов в алюминиевой мишени. Сплошная кривая — концентрация протонов, равная концентрации ионов мишени; пунктир — относительная концентрация протонов 3%.

происходит отрыв электронов в центре мишени, при этом значение электронной плотности в оторванных частях остается близким к твердотельной. При моделировании методом „частиц в ячейке“ релятивистские электроны образуют разреженный ореол вокруг мишени (см., например, [13,21,22]). Однако в этих работах берется модельная начальная концентрация электронов, на порядок меньшая твердотельной.

Образовавшиеся в результате разделения зарядов амбиполярное электрическое поле ускоряет ионы, причем в основном примесные протоны. Распределение быстрых протонов по импульсу  $p_z$  показано на рис. 5. В случае, когда начальные концентрации ионов алюминия и протонов равны, температура быстрых протонов  $T_{ph} = 4 \text{ MeV}$ , общее число ускоренных протонов с энергией выше  $1 \text{ MeV}$  примерно равно  $3.5 \cdot 10^{11}$  (точность расчета примерно равна 20%). Эти данные согласу-



**Рис. 6.** Распределение быстрых протонов в фазовой плоскости  $(z, p_z)$ .



**Рис. 7.** Распределение быстрых протонов в фазовой плоскости  $(y, p_z)$ .

ются с данными эксперимента [13], согласно которым  $T_{ph} = 3.2 \pm 0.3$  MeV, а число ускоренных протонов равно  $1.6 \cdot 10^{11}$ . Общее число ускоренных протонов сильно зависит от их начальной относительной концентрации в мишени, поскольку при их 3%-м содержании число ускоренных протонов уменьшается до  $0.5 \cdot 10^{10}$  (рис. 5). Расхождение по числу ускоренных протонов связано с тем, что неизвестна их начальная концентрация в мишени.

Из распределения быстрых протонов в фазовой плоскости  $(z, p_z)$ , представленного на рис. 6, видно, что большая часть протонов ускоряется в области  $z = 5-6\lambda$ , близкой к значению  $z$ , при котором происходит пересечение плоскости  $x = 0$  и задней границы мишени. Следовательно, протоны ускоряются в основном вблизи задней границы мишени, что соответствует результатам моделирования, проведенного в [13].

Интересной особенностью ускорения протонов в мишени является его отсутствие вблизи  $y = 0$  (рис. 7). По-видимому, это связано интенсивным обратным током релятивистских электронов вблизи этого значения  $y$  (рис. 3). Вычисления были проведены на персональном компьютере класса Pentium-4.

## Заключение

В рамках ранее развитой теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов исследовано взаимодействие фемтосекундного, релятивистского ( $I = 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>) лазерного импульса алюминиевой фольгой толщиной  $3 \mu\text{m}$ . Новый метод позволяет провести моделирование при реальных твердотельных плотностях. В целом процесс взаимодействия протекает по тому же сценарию, что и при моделировании общепринятым методом „частиц в ячейке“ при плотностях, гораздо меньших твердотельной. Сильная пондеромоторная сила приводит к разделению зарядов и ускорению протонов амбиполярным электрическим полем. Однако при начальных твердотельных концентрациях происходит разрыв электронного облака без существенного уменьшения концентрации. Ускорение протонов происходит в основном вблизи задней границы мишени. Распределение быстрых протонов по импульсам носит максвелловский характер с температурой  $T_{ph} = 4$  MeV.

## Список литературы

- [1] Крюков П.Г. // КЭ. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
- [2] Spenser I., Ledingham K.V.D., McCanny P., Singhal R.P., Foster P.S., Neely D., Langley A.J., Divall E.D., Hooker C.J., Clarke R.J., Norreys P.A., Clark E.E., Krushelnik K., Davies J.R. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 67. P. 046402.
- [3] Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., Umstadler D. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 18. P. 4108–4111.
- [4] Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M., Beg F.N., Tatarakis M., Machacek A., Santala M.I.K., Watts I., Norreys P.A., Dangor A.E. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. N 8. P. 1654–1657.
- [5] Krushelnik K., Clark E.L., Zepf M., Davies J.R., Beg F.N., Machacek A., Santala M.I.K., Tatarakis M., Watts I., Norreys P.A., Dangor A.E. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. N 5. P. 2055–2061.
- [6] Mackinnon A.J., Borghesi M., Hatchett S., Key M.H., Patel P.K., Campbell H., Schiavi A., Shavelly R., Wilks S.C., Willi O. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. N 9. P. 1769–1772.
- [7] Murakami Y., Kitagawa Y., Sentoku Y., Mori M., Kodama R., Tanaka K.A., Mita K., Yamakana T. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 9. P. 4138–4143.
- [8] Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E., Henry E.A., Johnson J.C., Key M.H., Koch J.A., Langdon A.B., Lasinski B.E., Lee R.W., Mackinnon A.J., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Roth M., Sangster T.C., Singh M.S., Snavely R.A., Stoyer M.A., Wilks S.C., Yasuike K. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. N 5. P. 2076–2082.
- [9] Cowan T.E., Roth M., Johnson J., Brown C., Christl M., Wainwright W., Hatchett S., Henry E.A., Hunt A.W., Key M.H., Mackinnon A., Parnell T., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Sangster T.S., Singh M., Snavely R., Stoyer M., Takahashi Y., Wilks S.C., Yasuike K. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2000. Vol. 455. P. 130–139.

- [10] Roth M., Cowan T.E., Brown C., Christl M., Fontain W., Hatchett S., Johnson J., Key M.H., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Sangster T.S., Singh M., Snavely R., Stoyer M., Takahashi Y., Wilks S.C., Yasuike K. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2001. Vol. 464. P. 201–205.
- [11] Андреев А.А., Комаров В.М., Чарухчев А.В., Литвиненко И.М., Платонов К.Ю. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 266–273.
- [12] Hegelich M., Karsch S., Pretzler G., Habs D., Witte K., Guenther W., Allen M., Blasevic A., Fuchs J., Gauthier J.C., Geissel M., Audebert P., Cowan T., Roth M. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 8. P. 085002.
- [13] Mackinnon A.J., Sentoku Y., Patel P.K., Price D.W., Hatchett S., Key M.H., Andersen C., Snavely R., Freeman R.R. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 21. P. 215006.
- [14] Zepf M., Clark E.L., Beg F.N., Clarke R.J., Dangor A.E., Gopal A., Krushelnick K., Norreys P.A., Tatarakis M., Wagner U., Wei M.S. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. N 6. P. 064801.
- [15] Habara H., Kodama R., Sentoku Y., Isumi N., Kitagawa Y., Tanaka K.A., Mita K., Yamanaka T. // Phys. Plasmas. 2003. Vol. 10. N 9. P. 3712–3716.
- [16] Allen M., Sentoku Y., Audebert P., Blasevich A., Cowan T., Fuchs J., Gauthier J.C., Geissel M., Hegelich M., Karsch S., Morse E., Patel P.K., Roth M. // Phys. Plasmas. 2003. Vol. 10. N 8. P. 3283–3289.
- [17] Sentoku Y., Liseikina T.V., Esirkepov T.Zh., Califano F., Naumova N.M., Ueshima Y., Vshivkov V.A., Kato Y., Mita K., Nishihara K., Pegoraro F., Bulanov S.V. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. N 5. P. 7271–7281.
- [18] Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Калифанов Ф., Наумова Н.М., Нишихара К., Пегораро Ф., Руль Х., Сентоку И., Уешима И. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. Вып. 10. С. 593–599.
- [19] Ueshima Y., Sentoku Y., Kishimoto Y. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2000. Vol. 455. P. 181–184.
- [20] Lawson W.S., Rambo P.W., Larson D.J. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. N 3. P. 788–795.
- [21] Wilks C.S., Langdon A.B., Cowan T.E., Roth M., Singh M., Hatchett S., Key M.H., Pennington D., MacKinnon A., Snavely R. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 2. P. 542–549.
- [22] Pukhov A. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. N 16. P. 3562–3565.
- [23] Zhidkov A., Uesaka M. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 21. P. 215002.
- [24] Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Nishihara K., Tajima T., Pegoraro F., Khoroshkov V.S., Mita K., Daido H., Kato Y., Kitagawa Y., Nagai K., Sakabe S. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 17. P. 175003.
- [25] Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Като Ё., Кузнецов А.В., Нишихара К., Пегораро Ф., Таджима Е., Хорошков В.С. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 12. С. 1059–1076.
- [26] Dong Q.L., Sheng Z.-M., Yu M.Y., Zhang J. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 026408.
- [27] Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кога Дж., Таджима Т., Фарина Д. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 21–32.
- [28] Roth M., Cowan T.E., Key M.H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. N 3. P. 436–439.
- [29] Быченков В.Ю., Розмус В., Максимчук А. и др. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 1017.
- [30] Borghesi M., Bulanov S., Campbell D.H., Clarke R.J., Esirkepov T.Zh., Galimberti M., Gizzi L.A., MacKinnon A.J., Naumova N.M., Pegoraro F., Ruhl H., Schiavi A., Willi O. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 13. P. 135002.
- [31] Patel P.K., MacKinnon A.J., Key M.H., Cowan T.E., Foord M.E., Allen M., Price D.F., Ruhl H., Springer P.T., Stephens R. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 12. P. 125004.
- [32] Sheng Z.-M., Mita K., Sentoku Y., Jovanovic M.S., Taguchi T., Zhang J., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 055004.
- [33] Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. Вып. 1. С. 12–16.
- [34] Косарев И.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 32–36.
- [35] Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. P. 83.
- [36] Елкина Н.В., Левченко В.Д. // ВАИТ. 2003. № 4. С. 124–130.