

01;04;07

Теория взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой

© 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 12 апреля 2004 г.)

На основе развитой ранее кинетической теории разреженной плазмы построена теория взаимодействия коротких лазерных импульсов с плазмой. Проведено исследование генерации быстрых электронов при взаимодействии релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой при плотностях, близких к критической. Результаты согласуются как с расчетами по методу частиц в ячейке, так и с экспериментальными данными.

Введение

В настоящее время имеются лазеры тера-петаваттной мощности [1], которые позволяют получать интенсивности излучения 10^{18} – 10^{21} W/cm². Столь мощный лазерный импульс, попадая на газовую или твердотельную мишень, переводит ее в плазменное состояние (плазма может быть создана и с помощью менее мощного предимпульса). В образовавшейся лазерной плазме возбуждаются плазменные волны, обусловленные параметрическими неустойчивостями [2–6]. Под воздействием лазерного поля осциллируют параметры, характеризующие плазму. Это изменение приводит, как и в случае механических колебательных систем, к возможности параметрического резонанса, когда внутреннее поле флуктуаций нарастает со временем. Турбулентное поле плазменных волн ускоряет электроны по механизму, аналогичному ускорению Ферми [7]. Кроме того, при таких интенсивностях лазерного поля электроны могут эффективно ускоряться пондеромоторными силами [8].

Значительная часть энергии лазерного импульса (30–50%) преобразуются в энергию пучка быстрых электронов. Это видно как из расчетов по методу частиц в ячейке [9,10], так и из экспериментальных данных [11]. Интенсивные пучки быстрых электронов предполагается использовать при быстром зажигании термоядерных мишеней [12], а также в качестве источника гамма-квантов, которые генерируются в результате тормозного излучения электронов [13].

В следующем разделе приведена формулировка теории взаимодействия коротких лазерных импульсов с плазмой. Эта теория строится на основе развитой ранее кинетической теории разреженной плазмы [14]. В настоящей работе корреляциями в плазме пренебрегается, т. е. кинетика плазмы исследуется в бесстолкновительном приближении.

Формулировка теории взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой

В данной работе предлагается использовать полученный в [14] пропагатор для функции распределения плазмы на малых временах (меньше времени релаксации плазмы). Кинетика плазмы на достаточно больших временах исследовалась путем многократного применения пропагатора. Пропагатор для матрицы плотности $\rho_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ в случае классической (невыврожденной) плазмы, состоящей из двух сортов частиц a, b , имеет вид (в приближении самосогласованного поля)

$$\begin{aligned}
 K_a(2, 1) = & \exp \left\{ (i/\hbar) \int_{t_1}^{t_2} dt \left(-m_a c^2 \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}_a^2(t)}{c^2}} \right. \right. \\
 & \left. \left. + m_a c^2 \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}'_a{}^2(t)}{c^2}} + n_a V_{aa}^{st} + n_b V_{ba}^{st} \right) \right\} \\
 & \times \exp \left\{ (i/\hbar) \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{Z_a e}{c} \mathbf{A}(t) \mathbf{v}_a(t) - \frac{Z_a e}{c} \mathbf{A}(t) \mathbf{v}'_a(t) \right) \right\} \\
 & \times \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^3, \\
 V_{ba}^{st} = & \int d\mathbf{p} d\mathbf{R} f_b(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \\
 & \times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt (U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a(t)) \right. \right. \\
 & \left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}'_a(t))) \right\} - 1 \right]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{v}_a, \mathbf{r}_a$ — скорость и радиус-вектор частицы a ; U_{aa}, U_{ab} — потенциальные энергии взаимодействия

частиц; \mathbf{R}_i — радиус-вектор рассеивающего центра; \mathbf{A} — векторный потенциал внешнего поля, действующего на частицу; n_a , Z_a — средняя концентрация и заряд частиц сорта a .

Пропагатор (1) описывает динамику плазмы на коротких временах, меньших времени релаксации функции распределения.

При анализе кинетики плазмы удобно перейти к разностной переменной $\Delta\mathbf{r} = \mathbf{R} - \mathbf{R}'$, $\mathbf{r} = (\mathbf{R} + \mathbf{R}')/2$, $\rho(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}/2, \mathbf{r} - \Delta\mathbf{r}/2)$. Эта матрица плотности связана с функцией распределения соотношением

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

$$\rho(\mathbf{r}, \Delta\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp\left(i\frac{\Delta\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar}\right), \quad (2)$$

где V — объем плазмы.

Поскольку в исследуемой проблеме квантовые эффекты несущественны, то действие частицы

$$S_a[\mathbf{r}(t), \Delta\mathbf{r}(t)] = \frac{\hbar}{i} \ln \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^{-3} K_a(2, 1)$$

(см. (1)) можно разложить по малому $\Delta\mathbf{r}(t)$. Так как вклад нулевого порядка равен нулю, то данное разложение эквивалентно переходу к нерелятивистскому пределу. Для действия можно использовать нерелятивистское выражение, однако связь между скоростью и импульсом остается релятивистской, как и в стандартной кинетической теории (в приближении самосогласованного поля) [15]. В приближении самосогласованного поля пропагатор для частиц сорта a классической (невыврожденной) плазмы имеет вид

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

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

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

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

$$- \frac{Z_a^2 e^2}{\omega^2 m_a (t_2 - t_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \left(- \int_{\varphi_1 - \Delta\varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta\varphi_1} \mathbf{A} d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta\varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \right)$$

$$+ \frac{Z_a^2 e^2}{2\omega m_a c^2} \left(- \int_{\varphi_1 - \Delta\varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta\varphi_1} \mathbf{A}^2 d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta\varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta\varphi_2} \mathbf{A}^2 d\varphi \right), \quad (4)$$

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

$\Delta\varphi_{1,2} = -\mathbf{k}\Delta\mathbf{r}/2$; ω — частота лазерного поля; \mathbf{k} — волновой вектор; ΔS_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 ,

$$\Delta S_p = -\frac{Z_a^2 e^2}{4m_a c^2} \nabla A_0^2 \int_{t_1}^{t_2} \Delta\mathbf{r}_a dt. \quad (5)$$

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 ΔS_{st} , обусловленный взаимодействием частиц, имеет вид (этот вклад также вычисляется по теории возмущений)

$$\text{Im} \{ \Delta S_{st} \} = \pi \sum_b n_b v \cdot p$$

$$\times \int d\mathbf{p}_b f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{Z_a(\mathbf{r}_1) e^2 c^2 [\Delta\mathbf{r}_{a \perp \mathbf{v}_b}(t)]^2}{\hbar \mathbf{v}_b \Delta\mathbf{r}_a(t)},$$

$$f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) \cdot Z_b(\mathbf{r}); \quad (6)$$

$$\text{Re} \{ \Delta S_{st} \} = -\pi \sum_b n_b$$

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

$$f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) \cdot Z_b^2(\mathbf{r}). \quad (7)$$

Здесь Z_b , \mathbf{p}_b , \mathbf{v}_b , n_b являются зарядом, импульсом, скоростью и средней плотностью частиц плазмы сорта b . Вычисления столкновительного объема [14] производились с потенциальной энергией взаимодействия

$$U_{bd}(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) = Z_a Z_b e^2 \left(1 - \frac{\mathbf{r}_a \mathbf{v}_b}{c^2} \right)$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)^2 \left(1 - \frac{r_a^2}{c^2} \right) + \frac{[(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) \mathbf{r}_a]^2}{c^2}}}, \quad (8)$$

где учтены как скалярный, так и векторный потенциалы поля частицы плазмы b (частица b движется с постоянной скоростью), действующего на пробную частицу сорта a .

При вычислении (6), (7) учитывалась также малость частоты лазерного поля по сравнению с характерной (вейскопфсовской) частотой изменения столкновительного объема V_{ba}^{st} , равной в данном случае отношению

характерной скорости к наибольшей из двух величин: длины Ландау и длины волны Де-Бройля. Следует отметить, что мнимая часть столкновительного объема, определяющая сдвиг распределения частиц a по импульсам, определяется векторными потенциалами возмущающих частиц. Действительная часть столкновительного объема, определяющая уширение распределения частиц a по импульсам, определяется скалярными потенциалами возмущающих частиц.

Если заданы начальные функции распределения частиц плазмы, то их эволюция может быть найдена путем последовательного применения пропагаторов (3)–(7). Статистически усредненные плазменные и рассеянные электромагнитные поля могут быть найдены по функциям распределения частиц плазмы [15]. Фурье-компоненты интенсивностей продольного и поперечного электрических полей имеют вид

$$(\mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel})_{\omega, \mathbf{k}} = \frac{\sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2} \int 2\pi \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) f_{2Z}(\mathbf{p}) d\mathbf{p}}{|\varepsilon_{\parallel}(\omega, \mathbf{k})|^2},$$

$$(\mathbf{E}_{\perp} \mathbf{E}_{\perp})_{\omega, \mathbf{k}} = \frac{\sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2} \int 2\pi \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) (\mathbf{k} \times \mathbf{v})^2 f_{2Z}(\mathbf{p}) d\mathbf{p}}{|\omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) - c^2 k^2|^2},$$

$$(\mathbf{H}, \mathbf{H})_{\omega, \mathbf{k}} = (\mathbf{E}_{\perp} \mathbf{E}_{\perp})_{\omega, \mathbf{k}}, \quad \mathbf{E}_{\parallel} \parallel \mathbf{k}, \quad \mathbf{E}_{\perp} \perp \mathbf{k}. \quad (9)$$

Выражения для продольной и поперечной диэлектрических проницаемостей плазмы имеют вид

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2 \omega} \int \frac{(\mathbf{k}\mathbf{v}) \mathbf{k} \partial f_{2Z}(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i0} d\mathbf{p},$$

$$\varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2 \omega} \int \frac{((\mathbf{k} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{k}) \partial f_{2Z}(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i0} d\mathbf{p}. \quad (10)$$

Кроме того, необходимо вычислять и средние заряды частиц (ионов). В случае коротких фемтосекундных лазерных импульсов заряд иона в заданной точке определяется амплитудой напряженности лазерного электрического поля в этой точке [16] при нарастании напряженности лазерного поля. При уменьшении напряженности лазерного поля заряд остается неизменным. Такая модель зарядовой кинетики связана с надбарьерным характером ионизации ионов лазерным полем и малостью времени взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с мишенью. В общем случае, когда ионизация не является надбарьерной, средние заряды ионов определяются из уравнений зарядовой кинетики.

Амплитуда лазерного поля $E(t)$ и заряд иона Z связаны формулой Бете [17] (в атомных единицах)

$$E(t) = \frac{I_{Z-1}^2}{4Z}, \quad (11)$$

где I_{Z-1} — потенциал ионизации иона с зарядом $Z - 1$.

В случае когда плазменное поле сильно отличается от лазерного поля в вакууме, в формуле (11) следует использовать амплитуду электрического поля в плазме, вычисленную согласно (9).

Оценка распределения электронов по скоростям при надбарьерной ионизации линейно поляризованным полем вычислена в [18]

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) \sim Ai^2 \left\{ \frac{2I_{Z-1} + v_{\parallel}^2 \gamma^2 / 3 + v_{\perp}^2}{(2E)^{2/3}} \right\}, \quad \mathbf{v}_{\perp} \parallel \mathbf{E}, \quad (12)$$

где $Ai(x)$ — функция Эйри, $\gamma = \omega \sqrt{2I_{Z-1}} / E$ является параметром Келдыша (в атомных единицах).

Выражения для функции распределения электронов по скоростям при туннельной и многофотонной ионизации релятивистским лазерным полем получены в [19].

Генерация горячих электронов релятивистским фемтосекундным лазерным импульсом

Электрон, помещенный в поле лазерного импульса, совершает осциллирующее движение. При $I\lambda^2 \geq 10^{18} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ (λ — длина волны) скорость осцилляций становится близка к скорости света. Здесь рассматривается взаимодействие линейно поляризованного лазерного импульса с огибающей

$$A_{0x} = A_0 \exp(-(t - z/c)^2 / \tau^2) \exp(-(x^2 + y^2) / \sigma^2), \quad (13)$$

причем ось z выбрана вдоль волнового вектора лазерного импульса, ось x выбрана вдоль оси поляризации. Распределение электронной плотности имеет вид

$$n_c(z) = n_{cr} \exp(z/L), \quad 0 < z < z_{\max}, \quad (14)$$

где $n_{cr} = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda^2$ — критическая концентрация, при превышении которой волна уже не может распространяться в плазме (при нерелятивистских интенсивностях).

Такое распределение плотности устанавливается в результате абляции твердой мишени под воздействием предимпульса. Кроме того, плазма разогревается до температуры порядка 1 keV.

При проведении вычислений в формулах (6), (7) удобно перейти к чисто координатному представлению согласно (2). Все интегралы в (6), (7) вычислялись методом стационарной фазы (многомерный случай) [20]. Эти интегралы относятся к типу интегралов от быстроосциллирующих функций, поскольку в рассматриваемом здесь случае плазма является классической (невыврожденной).

Первоначально были проведены расчеты для водородной плазмы с параметрами импульса и степенью неоднородности плазмы, такими же как в работе [21]: $\tau = 150 \text{ fs}$, $\sigma = 6\lambda$, $L = 30\lambda$ ($\lambda = 1 \mu\text{m}$). Длина расчетной области была несколько меньше: $z_{\max} = 40\lambda$. Вычисления были проведены при максимальных интенсивностях $I_0 = 10^{18}$, 10^{19} , 10^{20} W/cm^2 . Распределение

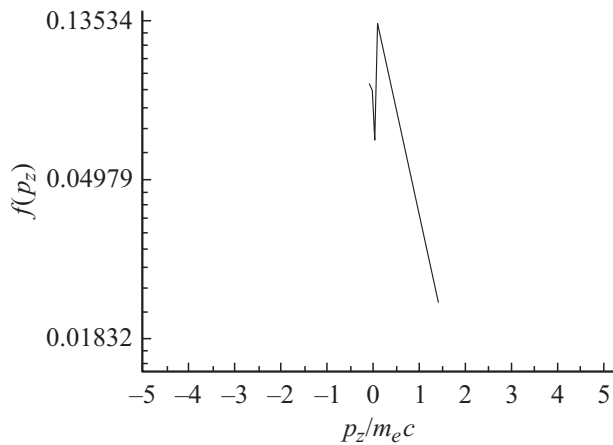


Рис. 1. Функции распределения электронов по z -й компоненте импульса при $I_0 = 10^{18}$ W/cm 2 .

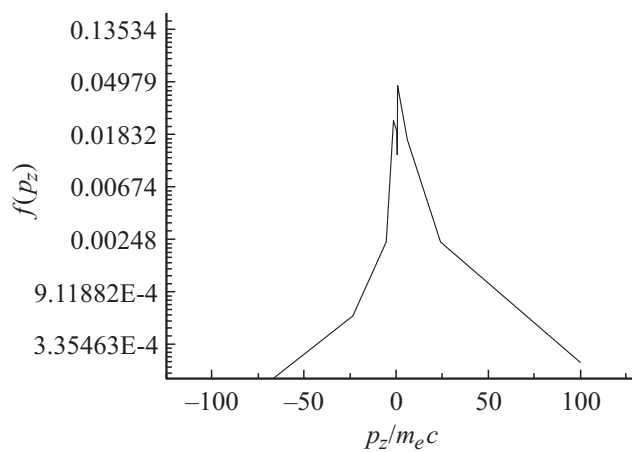


Рис. 2. Та же функция, что и на рис. 1, при $I_0 = 10^{19}$ W/cm 2 .

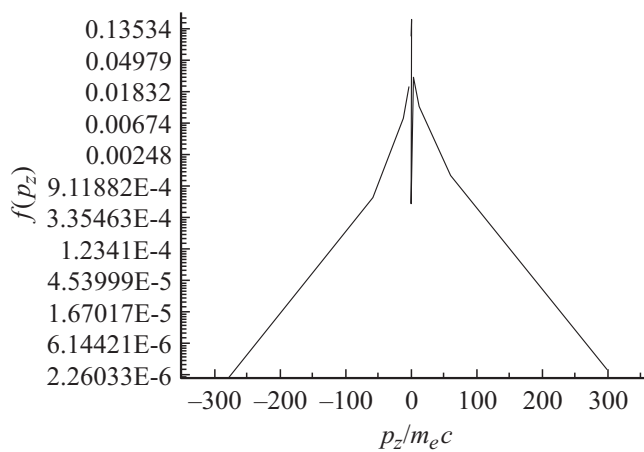


Рис. 3. Та же функция, что и на рис. 1, при $I_0 = 10^{20}$ W/cm 2 .

электронов по z -й компоненте импульса приведено на рис. 1–3. В основном именно вдоль этого направления и ускоряются электроны. Результаты вычислений согласуются с результатами работы [21]. Действитель-

но, при интенсивности $I_0 = 10^{18}$ W/cm 2 быстрые электроны нагреваются до температуры $T_h \sim 0.8$ MeV, при $I_0 = 10^{19}$ W/cm 2 $T_h \approx 4.5$ MeV в области энергий, меньших 12.5 MeV (средняя $T_h \approx 8$ MeV в области энергий, меньших 50 MeV), при $I_0 = 10^{20}$ W/cm 2 $T_h \approx 15$ MeV в области энергий, больших 25 MeV. А в [21] температуры быстрых электронов находятся в диапазонах 0.5–1.2, 3–8, 9–16 MeV соответственно. Из рис. 2 и 3 хорошо видно наличие быстрых электронов, распространяющихся в противоположном направлении. Это происходит вследствие развития вейблевской неустойчивости анизотропного распределения электронов по импульсам в плазме [22]. Кроме того, тепловые электроны разогреваются до температур порядка 10 keV вследствие аномальной проводимости.

Для понимания механизма ускорения электронов рассмотрим изменение функции распределения по z -й компоненте импульса в более ранние моменты времени, когда стационарное распределение еще не установилось. На рис. 4 показана эта функция распределения в последовательные моменты времени (при $I_0 = 10^{19}$ W/cm 2). Видно нерегулярное изменение с течением времени, обусловленное турбулентными пульсациями плазменного поля. Таким образом, электроны ускоряются в основном турбулентными пульсациями плазменного поля по механизму, аналогичному ускорению Ферми [7]. Обнаруженный в [21] механизм ускорения, связанный с механическим резонансом между бетатронными осцилляциями электрона в квазистационарных магнитном и электрическом полях и лазерным полем, не является доминирующим.

На рис. 2–4 хорошо видно, что распределение горячих электронов по импульсам имеет двухтемпературный вид. Это может быть объяснено совместным действием как пондеромоторной силы, так и турбулентного плазменного поля. А именно ускорением пондеромоторной

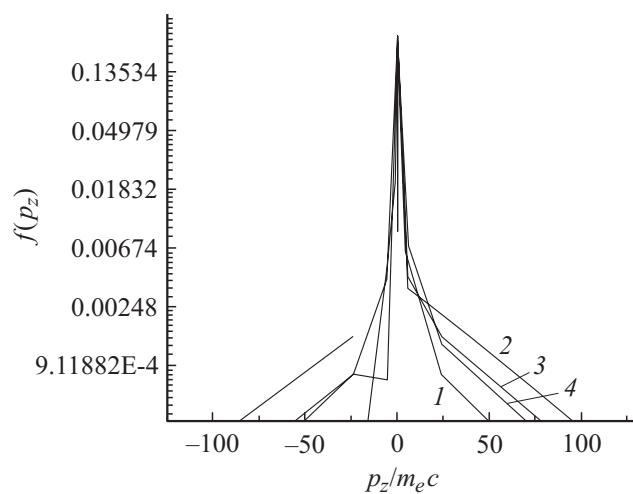


Рис. 4. Та же функция, что и на рис. 1, при $I_0 = 10^{19}$ W/cm 2 , взятая в последовательные моменты времени: 1 — 45, 2 — 46, 3 — 47, 4 — 48T (T — период лазерного поля, начальный момент времени $t_0 = 50T$).

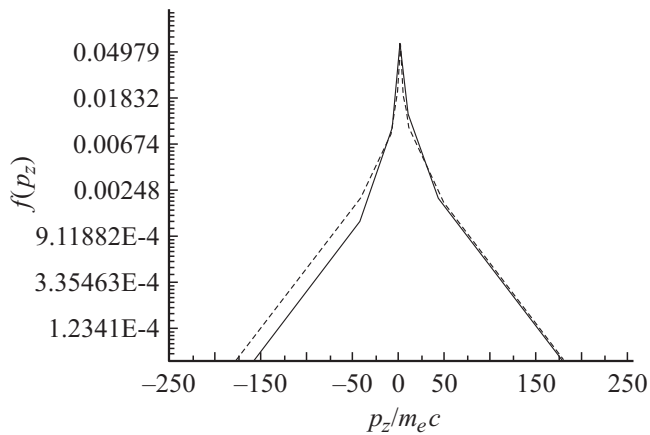


Рис. 5. Та же функция, что и на рис. 1, при $I_0 = 10^{20}$ W/cm², (сплошная кривая) и при $I_0 = 3 \cdot 10^{20}$ W/cm² (пунктир) в плазме с многозарядными ионами золота.

силой хвоста уже ускоренных плазменным полем электронов.

Также были проведены расчеты для плазмы с многозарядными ионами золота при максимальных интенсивностях $I_0 = 10^{20}$ W/cm² и $I_0 = 3 \cdot 10^{20}$ W/cm². При таких интенсивностях атом золота ионизируется до иона с зарядом $Z_i = 50$ согласно формуле Бете (11). Этот заряд примерно равен равновесному заряду при характерных температурах 300–500 eV и критической плотности. В формулах (13), (14) были выбраны следующие параметры: $\tau = 150$ fs, $\sigma = 9\lambda$, $L = 20\lambda$, ($\lambda = 1 \mu\text{m}$), $z_{\text{max}} = 60\lambda$. Результаты вычислений представлены на рис. 5. В интервале энергий от 10 до 25 MeV электроны нагреваются до температуры $T_h \approx 10$ MeV, что согласуется с экспериментально полученной в [11] оценкой $T_h \sim 4 \pm 1$ MeV. Как и в случае водородной плазмы, электроны ускоряются турбулентными пульсациями плазменного поля. Тепловые электроны разогреваются до температуры порядка 10 keV вследствие аномальной проводимости плазмы. Все расчеты были проведены на персональном компьютере.

Заключение

Получено аналитическое выражение для пропагатора, описывающего эволюцию классической кулоновской плазмы в поле короткого лазерного импульса на временах, меньших времени релаксации. С помощью этой теории проведено исследование генерации быстрых электронов релятивистскими фемтосекундными импульсами в плазме с плотностью, близкой к критической. Данный подход позволяет производить расчеты динамики плазмы в трехмерном случае и с реальными ионами на персональном компьютере.

Полученные здесь распределения горячих электронов по импульсам согласуются с расчетами по методу частиц в ячейке и с данными эксперимента. Основным

механизмом нагрева является нагрев, обусловленный плазменной турбулентностью. Распределение горячих электронов по импульсам имеет двухтемпературный вид, что может быть объяснено совместным действием пондеромоторной силы и турбулентного плазменного поля. Образовавшиеся в плазме быстрые электроны разогревают тепловые электроны до температур порядка 10 keV вследствие аномальной проводимости.

Список литературы

- [1] Крюков П.Г. // Квантовая электрон. 2001. Т. 31. С. 95.
- [2] Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
- [3] Kruer W.L. The Physics of Laser Plasma Interaction. New York: Addison-Wesley, 1988.
- [4] Quesnel B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 2132.
- [5] Sheng Z.-M., Mita K., Sentoku Y., Nishihara K. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 61. P. 4362.
- [6] Sheng Z.-M., Nishihara K., Honda T., Sentoku Y., Mita K., Bulanov S.V. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 066 409.
- [7] Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
- [8] Salamin Y.I., Keitel C.H. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 095 005.
- [9] Аскарьян Г.А., Буланов С.В., Пегоро Ф., Пухов А.М. // Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 240.
- [10] Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 3975.
- [11] Hatchett S.P. et al. // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 2076.
- [12] Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E., Kruer W.L., Wilks S.C., Woodward J., Campbell E.M., Perry M.D., Mason R.J. // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. P. 1626.
- [13] Karch S., Habbs D., Schaetz T., Shramm U., Thirolf P.J., Meyer-ter-Vehn J., Pukhov A. // Laser Part. Beams. 1999. Vol. 17. P. 565.
- [14] Косарев И.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 133–134.
- [15] Климонтович Ю.Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975.
- [16] Krainov V.P., Roshupkin A.S. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 64. P. 063 204.
- [17] Bethe H., Salpeter E.E. Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atoms (2nd ed.). New York: Rosetta, 1977.
- [18] Krainov V.P. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14. P. 425.
- [19] Hafizi B., Sprangle P., Penano J.R., Gordon D.F. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 67. P. 056 407.
- [20] Федорюк М.В. Асимптотика: интегралы и ряды. М.: Наука, 1987.
- [21] Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 6. P. 2847.
- [22] Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. P. 83.