

01;04;07;10

К теории ускорения электронов плазмы в процессе индуцированного рассеяния интенсивной лазерной волны

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.В. Курицын

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 6 октября 1997 г.)

Теоретически исследован механизм ускорения электронов в процессе вынужденного попутного рамановского рассеяния монохроматической лазерной волны в холодной плазме. Показано, что в результате стохастического взаимодействия электронов с пондеромоторной волной и плазменными волнами, возбуждающимися в процессе рассеяния, происходит ускорение части электронов до релятивистских энергий.

Введение

В существующих на сегодняшний день ускорителях вследствие ограничений, обусловленных высокочастотным пробоем металлических полостей, электрические поля не превосходят величину 100 MV/m. По этой причине для ускорения электронов до высоких энергий приходится делать длинные и соответственно дорогостоящие сооружения. Для создания более компактных ускорителей необходимо иметь возможность генерировать более интенсивные электрические поля. Одним из решений этой проблемы могло бы стать использование мощных лазеров, в которых поперечные электрические поля легко достигают 100 GV/m. Однако такие поперечные поля не могут быть использованы непосредственно для эффективного ускорения частиц. В плазме тем не менее существует возможность преобразовывать поперечные поля в продольные, способные ускорять частицы до релятивистских энергий. В электронной плазменной волне электрическое поле, возникающее при разделении заряда, может быть очень большим. При соответствующей подобранной длине волны ее фазовая скорость может быть близка к скорости света, и электрон, инжектированный в бегущую волну, ускорившись до релятивистских энергий, будет находиться в фазе с ускоряющим полем на больших расстояниях.

Традиционно исследовались два механизма возбуждения релятивистских плазменных волн: с помощью кильватерных полей и с помощью волн биений [1–5]. Метод ускорения волнами биений берет свое начало от предложения А.В. Гапонова и М.А. Миллера [1] ускорять заряженные частицы усредненной пондеромоторной силой, возникающей в результате интерференции двух монохроматических волн с близкими частотами. Позднее Т. Таджима и Д. Доусон [2] предложили этой пондеромоторной силой возбуждать плазменную волну и уже ею ускорять частицы. Когда разностная частота $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ близка к частоте плазменных колебаний электронов ω_p , происходит резонансное возбуждение плазменных волн волной усредненного пондеромоторного потенциала и электрическое поле может достигать очень большой амплитуды. В этих работах предполагалось, что обе волны

с частотами ω_1 и ω_2 создаются внешними источниками. В последнее время было понято, что одна из волн может возникнуть в результате вынужденного рамановского рассеяния волны накачки вперед [6–8]. Такой принцип ускорения был экспериментально подтвержден в работах [9,10]. Максимальная энергия, набираемая электронами, достигала 44 MeV.

В настоящей работе в рамках одномерной модели теоретически исследован механизм ускорения электронов в процессе вынужденного рамановского рассеяния лазерной волны. Предполагается, что внешняя лазерная волна накачки и рассеянная волна распространяются в одном направлении. В результате интерференции образуется пондеромоторная волна, фазовая скорость которой близка к скорости света. Эта пондеромоторная волна возбуждает продольную плазменную волну с фазовой скоростью, также близкой к скорости света. Численное моделирование показывает, что благодаря стохастическому взаимодействию электронов с пондеромоторной и плазменной волнами часть электронов изначально холодной плазмы ускоряется до релятивистских энергий.

Модель и основные уравнения

Пусть циркулярно поляризованная волна накачки, задаваемая вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_i = \text{Re} \left[a_i(t) (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) \exp(i(\omega_i t - h_i z)) \right], \quad (1)$$

где ω_i , $h_i = \omega_i/c$ — частота и волновое число волны накачки, падает на холодную плазму. Рассмотрим одномерную модель, т.е. предположим, что отсутствует зависимость от поперечных координат x и y . Примем также, что рассеянная волна излучается в том же направлении, что и падающая, и описывается вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} \left[a_s(t) (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) \exp(i(\omega_s t - h_s z)) \right], \quad (2)$$

где ω_s , $h_s = \omega_s/c$ — частота и волновое число рассеянной волны.

Движение электронов в полях падающей (1) и рассеянной (2) волн представляет собой сумму быстроосциллирующего поперечного движения со скоростью

$$V_+ = V_x + iV_y = \frac{e}{mc\gamma} \left[a_i \exp(i(\omega_i t - h_i z)) + a_s \exp(i(\omega_s t - h_s z)) \right] \quad (3)$$

и медленного продольного дрейфового движения под действием усредненной релятивистской ponderomotorной силы [11,12]

$$F_z^p = \frac{e^2 h_c}{mc^2 \gamma} \operatorname{Re} [i a_i a_s^* \exp(i\Theta_c)], \quad (4)$$

где $\Theta_c = \omega_c t - h_c z$ — фаза комбинационной волны биений, $\omega_c = \omega_i - \omega_s$ — частота, $h_c = h_i - h_s$ — волновое число этой волны.

В поле синхронной комбинационной волны возникает модуляция объемной плотности электронов с временным и пространственным периодами $2\pi/\omega_c$ и $2\pi/h_c$ соответственно. В результате плотность заряда электронов может быть представлена в виде

$$\rho_e = \rho_{e0} \left(1 + \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(in\Theta_c) \right] \right), \quad (5)$$

где $\rho_n = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-in\Theta_c) dZ_0$ — амплитуда n -й гармоники плотности заряда; ρ_{e0} — невозмущенная плотность заряда электронов, скомпенсированная неподвижным ионным фоном с плотностью ρ_{i0} ; $Z_0 = h_c z_0$ — начальная координата электронов.

Модуляция плотности электронов приведет к возбуждению дополнительного продольного кулоновского поля (поля плазменных волн), которое может быть получено из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi(\rho_{i0} - \rho_e). \quad (6)$$

Подставляя (5) в (6), для силы, действующей на электроны со стороны кулоновского поля, имеем

$$F_z^q = \frac{4\pi\rho_0 e}{h_c} \operatorname{Re} \left[i \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(in\Theta_c) \right]. \quad (7)$$

Усредненное продольное движение электронов в поле синхронной комбинационной волны (4) и собственном кулоновском поле (7) описывается уравнениями

$$\frac{d\Theta_c}{d\tau} = \Delta \left(1 - \frac{p}{\gamma} \right), \quad (8)$$

$$\frac{dp}{d\tau} = \Delta \frac{1}{\gamma} \operatorname{Re} [i \tilde{a}_i \tilde{a}_s^* \exp(i\Theta_c)] + \frac{1}{\Delta} \operatorname{Re} \left[i \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(in\Theta_c) \right], \quad (9)$$

где $\gamma = (1 + p^2 + |\tilde{a}_i|^2 + |\tilde{a}_s|^2 + 2 \operatorname{Re} [\tilde{a}_i \tilde{a}_s^* \exp(i\Theta_c)])^{1/2}$ — релятивистский масс-фактор, $\tilde{a}_i = (e/mc^2) a_i$, $\tilde{a}_s = (e/mc^2) a_s^*$ — нормированные амплитуды вектор-потенциалов падающей и рассеянной волн, $p = p_z/mc$ — нормированный продольный импульс электронов, $\tau = t\omega_p$ — нормированное время, $\omega_p = (4\pi\rho_0 e/m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\Delta = ch_c/\omega_p = (\omega_i - \omega_s)/\omega_p$ — параметр отстройки.

Уравнение возбуждения для медленно меняющейся амплитуды рассеянной волны a_s получается из волнового уравнения, в котором поперечная составляющая тока на частоте ω_s может быть представлена в виде

$$j_+^s = j_x^s + i j_y^s = \hat{j}_s \exp(i(\omega_s t - h_s z)).$$

С учетом соотношения (3) после перехода к интегрированию по начальным координатам частиц, принимая во внимание закон сохранения заряда, для амплитуды тока имеем

$$\hat{j}_s = 1/\pi \int_0^{2\pi} \rho V_+ \exp(-i(\omega_s t - h_s z)) d(h_c z) = -\frac{\rho_0 e}{2mc} \tilde{j}^* a_i,$$

где $\tilde{j} = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\Theta_c) / \gamma dZ_0$.

Выражение для амплитуды тока на частоте ω_i может быть представлено в аналогичном виде

$$\hat{j}_i = 1/\pi \int_0^{2\pi} \rho V_+ \exp(-i(\omega_i t - h_i z)) d(h_c z) = -\frac{\rho_0 e}{2mc} \tilde{j} a_s.$$

В результате эволюция во времени амплитуд падающей и рассеянной волн описывается уравнениями

$$\frac{d\tilde{a}_s^*}{d\tau} = -i I \tilde{j} \tilde{a}_i^*, \quad (10)$$

$$\frac{d\tilde{a}_i}{d\tau} = \frac{i}{4\Delta + 1/I} \tilde{j} \tilde{a}_s, \quad (11)$$

где $I = \omega_p/4\omega_s \ll 1$.

Малость параметра I позволяет при выводе уравнений (8)–(11) пренебречь влиянием плазмы на фазовые скорости волн и считать их равными скорости света. Уравнения (8)–(11) образуют самосогласованную систему уравнений, описывающую процессы рассеяния волны накачки и ускорения электронов. В общем случае начальные условия могут быть представлены в виде

$$p|_{\tau=0} = p_0, \quad \tilde{a}_i|_{\tau=0} = a_i^0, \quad \tilde{a}_s|_{\tau=0} = a_s^0,$$

$$\Theta_c^0 = \Theta_0 + r \cos \Theta_0, \quad \Theta_0 \in [0, 2\pi],$$

где p_0 — начальный импульс электронов; r — параметр, описывающий возмущение плотности плазмы.

Из уравнений (10), (11) следует закон сохранения числа квантов падающей и рассеянной волн

$$\frac{|\tilde{a}_s|^2}{I} + \left(4\Delta + \frac{1}{I} \right) |\tilde{a}_i|^2 = \text{const},$$

а из уравнений (9)–(11) — закон сохранения продольного импульса в системе частицы — электромагнитное поле

$$\langle p \rangle_{\Theta_0} + \frac{\Delta}{8} \left(4\Delta + \frac{1}{I} \right) |\tilde{a}_i|^2 - \frac{\Delta}{8I} |\tilde{a}_s|^2 = \text{const.}$$

Моделирование процесса ускорения электронов

На линейной стадии взаимодействия при малой амплитуде рассеянной волны $\tilde{a}_s \ll 1$, представляя фазы электронов в виде $\Theta_c = \Theta_c|_{\tau=0} + \Delta\tau + \vartheta$, где $\vartheta \ll 1$, после линеаризации уравнений движения приходим к системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\vartheta}}{d\tau} &= -\frac{\Delta}{\gamma_0} \bar{p}, & \frac{dp}{d\tau} &= \frac{i\Delta}{2\gamma_0} \bar{a}_s^* + \frac{\bar{\vartheta}}{\Delta}, \\ \frac{d\bar{a}_s^*}{d\tau} - i\Delta\bar{a}_s^* &= -\frac{2I}{\gamma_0} \bar{\vartheta} + \frac{i\tilde{I}}{\gamma_0^3} \bar{a}_s^*, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\bar{\vartheta}, p = 1/2\pi \int_0^{2\pi} \vartheta, p \exp(-i\Theta_c^0) dZ_0, \bar{a}_s^* = \tilde{a}_s^* a_i^0 \exp(i\Delta\tau), \tilde{I} = I|a_i^0|^2, \gamma_0 = (1 + |a_i^0|^2)^{1/2}$.

Полагая, что величины $\bar{\vartheta}, \bar{p}, \bar{a}_s$ меняются по закону $\exp(i\Gamma\tau)$, получим дисперсионное уравнение

$$(1 - \hat{\Gamma}^2) (\hat{\Gamma} + \hat{\Delta} + \hat{I}) = -\hat{\Delta}^2 \hat{I}, \quad (13)$$

где $\hat{\Delta} = \gamma_0^{1/2} \Delta, \hat{I} = I/\gamma_0^{5/2}, \hat{\Gamma} = (\gamma_0)^{1/2} \Gamma$.

Как следует из рис. 1, на котором приведена зависимость инкремента неустойчивости от параметра отстройки Δ при $I = 0.025, |\tilde{a}_i|^2 = 4$, максимум инкремента рассеянной волны достигается при $\Delta \approx 0.67$, т.е. при $\omega_i - \omega_s \approx 0.67\omega_p$.

Отметим, что без учета релятивистских эффектов, т.е. в предположении о малом изменении энергии электронов, уравнения движения электронов (8), (9) редуцируются к виду

$$\frac{d\Theta_c}{d\tau} = \Delta(1 - p), \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\tau} &= \Delta \text{Re} \left[i\hat{a}_i \hat{a}_s^* \exp(i\Theta_c) \right] \\ &+ \frac{1}{\Delta} \text{Re} \left[i \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(in\Theta_c) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

В рамках таких предположений процесс индуцированного рассеяния монохроматической волны исследовался в [13]. При этом эффективное ускорение электронов отсутствовало. Действительно, как видно из рис. 2, на котором представлены результаты численного моделирования системы уравнений (14), (15), (10), (11), имеют место осцилляции продольного импульса и энергии частиц; при этом максимальная энергия электронов не превышает 2 MeV при тех же значениях интенсивности

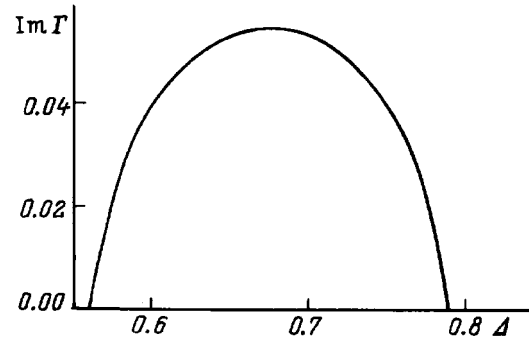


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от параметра отстройки Δ при $I = 0.025$ и $|\tilde{a}_i|^2 = 4$.

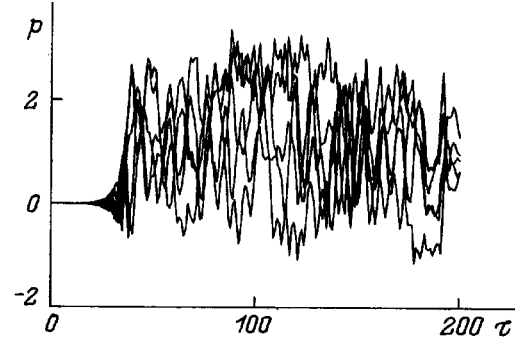


Рис. 2. Эволюция во времени нормированной энергии электронов γ в пренебрежении релятивистскими эффектами; $\Delta = 1.05, I = 0.025, |\tilde{a}_i|^2 = 4$.

накачки и плотности плазмы, что и в приведенных ниже расчетах по полной системе уравнений (8)–(11).

Важность учета релятивистских эффектов объясняется тем, что по мере набора электроном энергии его поступательная скорость стремится к скорости света и становится близка к фазовой скорости комбинационной волны. В результате релятивистский электрон продолжительное время удерживается в одной фазе (согласно уравнению (8), при $p_z/\gamma \rightarrow 1, d\Theta_c/d\tau \rightarrow 0$; рис. 5, d). В то же время при записи уравнений для фазы в форме (14) подобный авторезонанс отсутствует.

При учете релятивистских эффектов нелинейная стадия взаимодействия исследовалась с помощью численного моделирования самосогласованной системы уравнений (8)–(11) методом крупных частиц. Предполагалось, что волна накачки падает на изначально холодную плазму, в которой присутствуют небольшие флуктуации плотности электронов, т.е. начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned} p_0 &= 0, & \tilde{a}_i^0 &= 2, & \tilde{a}_s^0 &= 0, \\ \Theta_c^0 &= \Theta_0 + r \cos \Theta_0, & r &= 0.001. \end{aligned} \quad (16)$$

Результаты моделирования системы уравнений (8)–(11) для начальных условий (16) и параметров $\Delta = 0.67, I = 0.025$ приведены на рис. 3–5. При расчетах в уравнении (9) был оставлен только первый

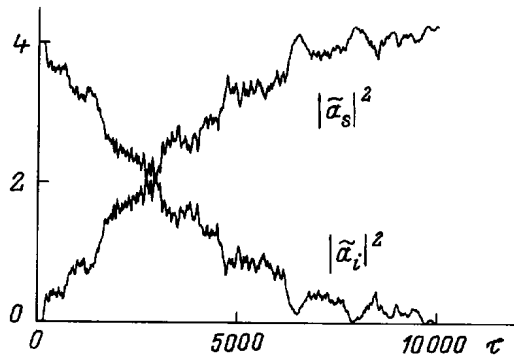


Рис. 3. Временная зависимость квадратов амплитуд полей падающей $|\tilde{a}_i|^2$ и рассеянной $|\tilde{a}_s|^2$ волн с учетом релятивистских эффектов; $\Delta = 0.67$, $I = 0.025$, $|\tilde{a}_i|^2 = 4$.

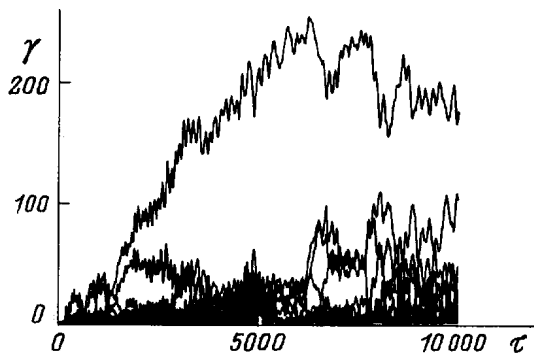


Рис. 4. Эволюция во времени нормированной энергии электронов γ .

член ряда, так как учет высших гармоник кулоновского поля, как показало численное моделирование, не приводит к качественным изменениям характера процесса рассеяния и ускорения электронов.

Временные зависимости квадратов амплитуд падающей и рассеянной волн показаны на рис. 3. Этап экспоненциального роста амплитуды сигнала \hat{a}_s находится в хорошем соответствии с инкрементом, определяемым уравнением (13). В результате процесса рассеяния, при $\tau < \tau_1 \approx 8000$, происходит почти полная перекачка энергии падающей волны в рассеянную волну. Анализ временных зависимостей энергий всех электронных фракций, нормированных на энергию покоя электрона $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ (рис. 4), показывает, что в процессе ускорения электронов можно выделить два этапа. На первом этапе, при $\tau < \tau_0 \approx 1500$, происходит увеличение энергии всех электронных фракций, т.е. фактически имеем место нагрев электронов, при этом их максимальная энергия не превышает 20 MeV ($\gamma < 40$). На втором этапе, при $\tau_0 < \tau < \tau_1$, когда происходит наиболее эффективное рассеяние волны накачки, имеет место ускорение небольшой части электронов до энергии 120 MeV ($\gamma = 240$), в то время как энергии остальных электронных фракций остаются практически такими же, как на первом этапе.

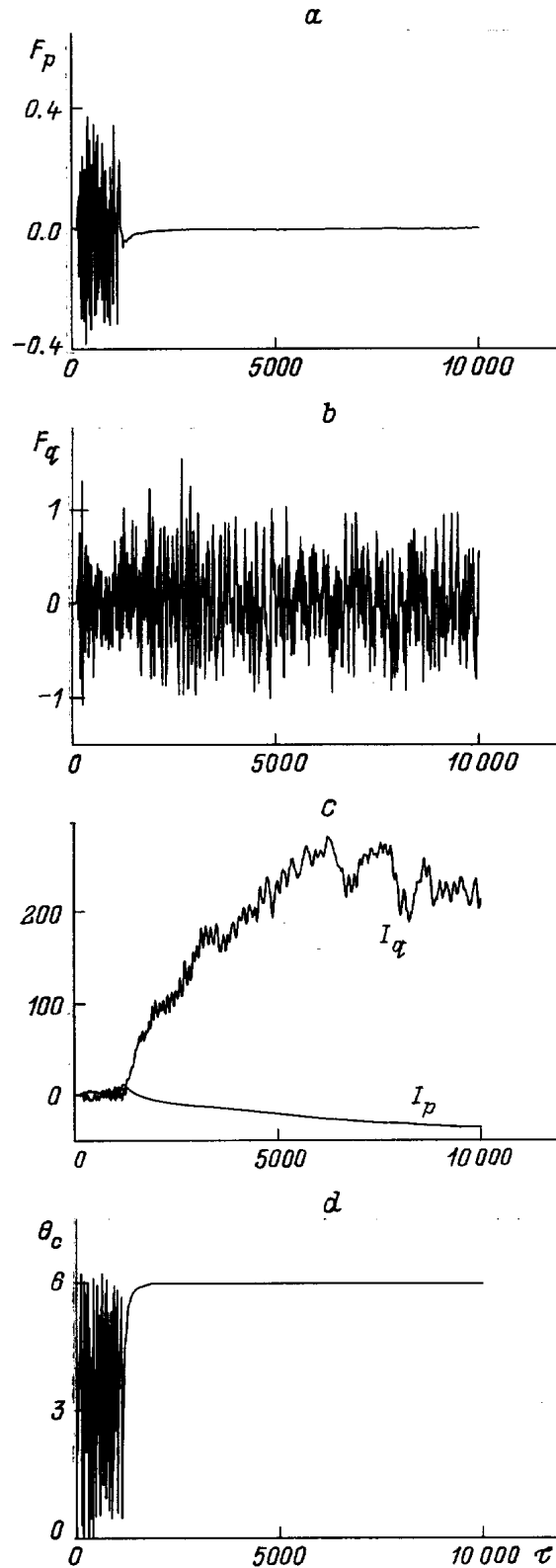


Рис. 5. Временная зависимость ponderomotive силы F_p (a) и кулоновской силы F_q (b), действующих на ускоренную электронную фракцию, а также интегралов по времени от этих сил I_p и I_q (c) и фазы электрона Θ_c относительно комбинационной волны (d).

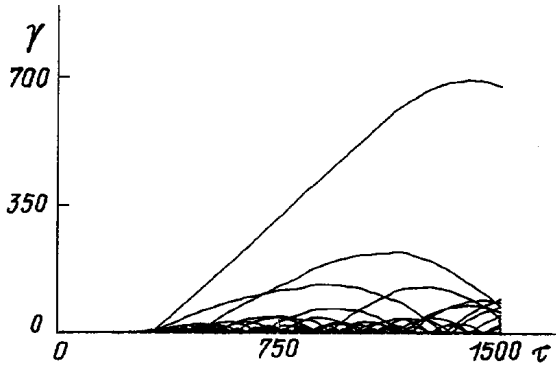


Рис. 6. Зависимость нормированной энергии электронов от времени при рассеянии волны на электронном пучке; $p_0 = 3$, $\Delta = 1.6$, $I = 0.025$, $|\tilde{a}_i^0|^2 = 4$.

Механизм ускорения электронной фаркции можно проследить по рис. 5, *a-d*. Очевидно, что причиной ускорения является стохастическое взаимодействие электронов с пондеромоторной и плазменной волнами, фазовая скорость которых в данной модели равна скорости света. На первом этапе ($\tau < \tau_0$) пондеромоторная F_p (рис. 5, *a*) и кулоновская силы F_q (рис. 5, *b*), действующие на ускоренную электронную фракцию, одного порядка и ускорение происходит под действием обеих сил. По мере ускорения и увеличения массы пондеромоторная сила, действующая на электрон, уменьшается, в результате при $\tau > \tau_0$ ускорение происходит преимущественно под действием продольных плазменных волн. Действительно, как видно из рис. 5, *c*, величина интеграла во времени от кулоновской силы I_q значительно превосходит величину соответствующего интеграла от пондеромоторной силы I_p .

Численные оценки показывают, что при воздействии лазерного излучения интенсивностью $W = 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($\tilde{a}_i^0 = 2$) и длиной волны $\lambda = 1.054 \mu\text{m}$ ($I = 0.025$) на плазму с концентрацией $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($\omega_p = 1.78 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$) имеет место ускорение электронов до энергии 100 MeV за время $t \approx 25\text{ps}$, при этом максимальная амплитуда плазменных волн достигает $E_q \approx 10^{11} \text{ V/m}$.

Процесс ускорения протекает более эффективно, если рассеяние лазерной волны происходит не на холодной плазме, а на пучке электронов с начальной продольной скоростью, близкой к скорости света. Для сравнения на рис. 6 показан процесс ускорения частиц при начальной энергии электронов 1.6 MeV. Видно, что при тех же значениях интенсивности накачки и длине волны энергия одной из фракций достигает 350 MeV; при этом существенно сокращается время набора энергии. Таким образом, для рассматриваемого механизма ускорения представляется наиболее оптимальной ситуация, когда рассеяние происходит в плотной плазме, в которую инжектируется электронный пучок, частицы которого имеют энергию порядка нескольких MeV.

Возбуждение антистоксовой компоненты

В экспериментах, описанных в [9,10], в процессе ускорения электронов наблюдалось возбуждение антистоксовой компоненты поля рассеянного излучения. Этот процесс также можно учесть в рамках рассматриваемой модели.

Предположим, что существуют две рассеянных волны A_s^+ и A_s^- циркулярной поляризации с частотами $\omega_s^+ = \omega_i + \Delta\omega_p$ и $\omega_s^- = \omega_i - \Delta\omega_p$ соответственно, т. е. отстройка от частоты падающей волны одинакова для обеих волн. В этом случае, используя те же нормировки, что и для уравнений (8)–(11), имеем самосогласованную систему уравнений

$$\frac{d\Theta_c}{d\tau} = \Delta \left(1 - \frac{p}{\gamma} \right), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\tau} = \frac{\Delta}{\gamma} \text{Re} \left[i\tilde{a}_s^+ \tilde{a}_i^* \exp(i\Theta_c) - i\tilde{a}_s^- \tilde{a}_i^* \exp(-i\Theta_c) \right. \\ \left. + 2i\tilde{a}_s^+ (\tilde{a}_s^-)^* \exp(2i\Theta_c) \right] \\ + \frac{1}{\Delta} \text{Re} \left[i \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(in\Theta_c) \right], \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{a}_s^-}{d\tau} = \frac{i}{1/I - 4\Delta} (\tilde{j}_1^* \tilde{a}_i + \tilde{j}_2^* \tilde{a}_s^+), \\ \frac{d\tilde{a}_s^+}{d\tau} = \frac{i}{1/I + 4\Delta} (\tilde{j}_1 \tilde{a}_i + \tilde{j}_2 \tilde{a}_s^-), \quad (19) \end{aligned}$$

$$\frac{d\tilde{a}_i}{d\tau} = iI (\tilde{j}_1 \tilde{a}_s^- + \tilde{j}_1^* \tilde{a}_s^+), \quad (20)$$

где $\gamma = (1 + p^2 + |\tilde{a}_i|^2 + |\tilde{a}_s^-|^2 + |\tilde{a}_s^+|^2 + 2\text{Re}[\tilde{a}_s^+ (\tilde{a}_s^-)^* \times \exp(2i\Theta_c) + \tilde{a}_s^+ \tilde{a}_i^* \exp(i\Theta_c) + \tilde{a}_s^- \tilde{a}_i^* \exp(-i\Theta_c)])^{1/2}$.

Результаты численного моделирования данной системы для начальных условий (16) и параметров $\Delta = 0.71$, $I = 0.025$ показывают (рис. 7), что в процессе ускорения электронов действительно наблюдается возбуждение антистоксовой компоненты.

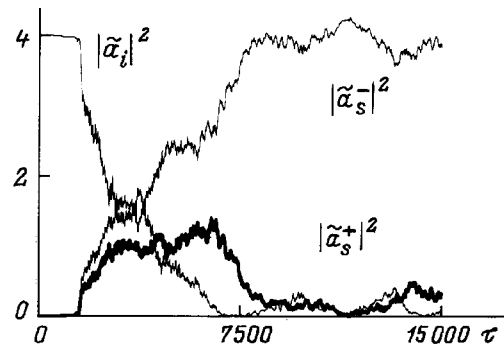


Рис. 7. Эволюция во времени квадратов амплитуд полей падающей волны $|\tilde{a}_i|^2$, стоксовой $|\tilde{a}_s^-|^2$ и антистоксовой $|\tilde{a}_s^+|^2$ компонент рассеянной волны; $\Delta = 0.71$, $I = 0.025$, $|\tilde{a}_i^0|^2 = 4$.

Следует отметить, что возбуждение антистоксовой компоненты может происходить лишь в паре со стоксовой, так как из решения дисперсионного уравнения (13) при условии $\Delta < 0$ следует, что для рассеянной волны с частотой, большей, чем частота падающей, инкремент равен нулю. Если же учитываются обе рассеянные волны, то, поскольку для стоксовой компоненты инкремент больше нуля, происходит возбуждение плазменных волн, инициирующих возбуждение антистоксовой компоненты.

Авторы признательны В.А. Миронову, М.Д. Токману и Г.М. Фрайману за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 242–247.
- [2] Tajima T., Dawson J.M. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. N 4. P. 267–270.
- [3] Amiranoff F., Antonetti A., Audebert P. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. Vol. 38. P. 295–300.
- [4] Файнберг Я.Б. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 5. С. 607–627.
- [5] Файнберг Я.Б., Березин А.К., Балакирев В.А. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Нижний Новгород, 1992. Вып. 7. С. 104–134.
- [6] Sprangle P., Esarey E., Krall J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. N 15. P. 2200–2203.
- [7] Antonsen T.M., Mora P. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. N 15. P. 2204–2207.
- [8] Mory W.B., Decker C.D., Hinkel D.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. N 10. P. 1482–1485.
- [9] Modena A., Dangor A.E., Najmudin Z. et al. // Nature. 1995. Vol. 377. P. 606–608.
- [10] Modena A., Dangor A.E., Najmudin Z. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1996. Vol. 24. N 2. P. 289–295.
- [11] Козлов В.А., Литвак А.Г., Суворов Е.В. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 147–156.
- [12] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 930–941.
- [13] Литвак А.Г., Петрухина В.И., Трахтенгерц В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 190–193.