

ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

Н.Е. Андреев, В.П. Силин, Г.Л. Стенчиков

Показано, что переход к сравнительно невысоким сверхзвуковым скоростям протекания неоднородного плазменного потока через область критической плотности подавляет передачу энергии лазерного излучения быстрым электронам.

При взаимодействии лазерного излучения с плазмой согласно существующим теоретическим представлениям зачастую значительная часть поглощаемой энергии излучения должна передаваться быстрым электронам.

тронам (см., например, [1]). Как хорошо известно, возникновение быстрых электронов может существенно помешать реализации идеи управляемого термоядерного синтеза с помощью лазеров. Поэтому представляется, на наш взгляд, чрезвычайно важным поиск эффектов, могущих обеспечить подавление генерации быстрых электронов при поглощении электромагнитных волн в плазме. К одному из таких эффектов мы привлекаем внимание в настоящем сообщении.

Генерация быстрых электронов особенно эффективна под действием р-поляризованного излучения, для которого уравнения электромагнитного поля имеют следующий вид:

$$\left[2i\omega_0 \frac{\partial}{\partial t} + c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \omega_0^2 \epsilon \right] E_y(x, t) = i \sin \theta_0 c \omega_0 \frac{\partial E_x(x, t)}{\partial x},$$

$$\left[2i\omega_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Gamma} \right) + v_{Te}^2 \left(3 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \epsilon / \partial x}{1 - \epsilon} \frac{\partial}{\partial x} \right) + \omega_0^2 \epsilon \right] E_x(x, t) =$$

$$= i \sin \theta_0 c \omega_0 \frac{\partial E_y(x, t)}{\partial x}, \quad (1)$$

где θ_0 — угол падения, ω_0 — частота падающей электромагнитной волны, $v_{Te}^2 = T_e/m_e$ — квадрат тепловой скорости электронов, c — скорость света,

$$\epsilon = 1 - \frac{n(x, t)}{n_c} \left(1 - i \frac{v_0}{\omega_0} \right)$$

$n(x, t)$ — плотность числа ионов, n_c — критическая плотность, v_0 — частота электронных столкновений, а

$$\hat{\Gamma} E(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \gamma_L(k) \int dx' e^{ik(x-x')} E(x', t) \quad (2)$$

где

$$\gamma_L(k) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_0^4}{(kv_{Te})^3} \exp \left(- \frac{\omega_0^2}{2k^2 v_{Te}^2} \right).$$

Оператор $\hat{\Gamma}$ определяет долю энергии, передаваемую полем быстрым электронам.

Поскольку генерация быстрых электронов возникает в условиях реализации сильных электромагнитных полей, которые деформируют плотность плазмы благодаря обусловленным ими пондеромоторным силам, то уравнения поля должны быть дополнены уравнениями гидродинамики

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial n v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} n (v^2 + v_s^2) + \frac{1}{4} \frac{z e^2 n}{M_i m_e \omega_0^2} \frac{\partial}{\partial x} |E|^2 = 0. \quad (3)$$

Здесь Z – заряд иона, M_i – масса иона, $v_s^2 = (Z T_e + T_i)/M_i$ – квадрат скорости ионного звука. Уравнения (3) учитывают влияние пондеромоторных сил на движение вещества плазмы.

Система уравнений (1) – (3) была использована нами для рассмотрения задачи о падении на плоскостойкую с неоднородностью вдоль оси x плазму p -поляризованного излучения. В начальный момент распределение плотности было линейно неоднородным $\sim x/L$, а скорость плазмы отвечала постоянному потоку $n(x, t=0) v(x, t=0) = \text{const}$. Система уравнений интегрировалась численно на отрезке $[0, D]$ длиной несколько вакуумных длин волн излучения ($D = a 2\pi c/\omega_0$, $a \gtrsim 5$). Граничные условия задавали скорость подтекания плазмы из плотных слоев к критической точке $v(x=D, t) = -v_0$.

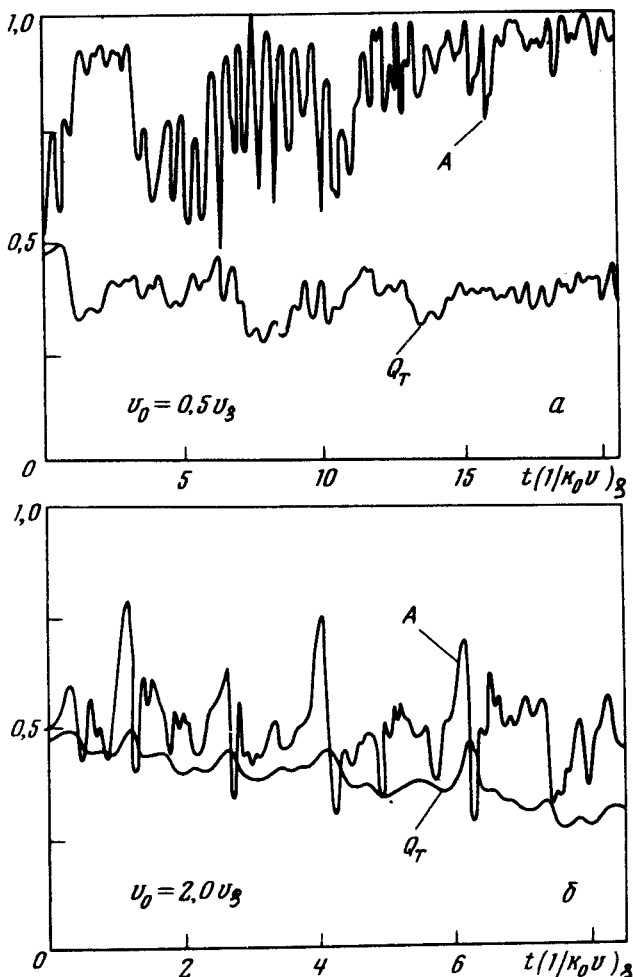


Рис. 1

Результаты решения системы уравнений (1) – (3) позволили, в частности, определить коэффициент поглощения $A = 1 - |R|^2$, где R – коэф-

фициент отражения падающий на плазму волны, а также долю Q_T поглощаемой плазмой энергии поля, определяющейся электронными столкновениями

$$Q_T = \frac{\omega_0}{c E_0^2 \cos \theta_0} \int_0^D dx \frac{v_0}{\omega_0} \frac{n(x, t)}{n_c} |E|^2.$$

На рис.1 приведены зависимости от времени величин A и Q_T полученные при $\nu_0/\omega_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ сек $^{-1}$, $T_e = 1,25$ кэВ, $\sin \theta_0 = 0,29$; $v_E/v_T = 0,3$, где $v_E = e E_0/m_e \omega_0$ — скорость осцилляций электрона в поле накачки в вакууме, а $m_e v_T^2 = T_e + T_i/Z$. Эти параметры отвечают экспериментально реализующимся.

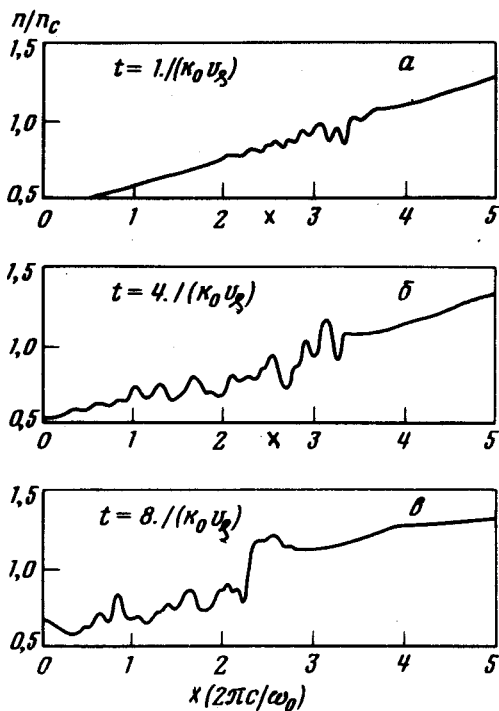


Рис. 2

В случае медленного протекания плазмы ($\nu_0 = 0,5 \nu_s$) рис.1,а демонстрирует возможность стопроцентного поглощения электромагнитной энергии, что обусловлено, в частности, возникновением в этих условиях кавитонов [2]. В то же время согласно рис.1, а лишь примерно половина поглощенной энергии идет на нагрев основной массы электронов, а остальная часть диссипирует из-за черенковского взаимодействия и идет на генерацию быстрых электронов. В противоположных условиях быстрого протекания ($\nu_0 = 2 \nu_s$) (рис.1, б) несколько уменьшается полная величина поглощаемой энергии, но в то же время почти вся поглощаемая энергия идет на нагрев основной массы электронов, а лишь малая часть передается быстрым электронам. Согласно рис.2 в этих условиях затруднено образование сколько-нибудь глубокого и долго живущего кавитона, что приводит к затруднению образования коротковол-

новой компоненты потенциального поля, являющегося причиной генерации быстрых электронов.

Эти результаты демонстрируют качественное влияние скорости протекания плазменного потока на взаимодействие излучения с плазмой и открывают возможность подавления генерации быстрых электронов. То, что такое влияние проявляется при скоростях много меньших групповой скорости линейных электронных ленгмюровских волн, но больших скорости звука, мы считаем правильным связать с необходимостью перемещения ионов при деформации плотности плазмы полем, без которой не могут существовать нелинейные потенциальные волны в плазме.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 августа 1978 г.

Литература

- [1] K.Estabrook, W.L.Kruer. Phys. Rev. Lett., **40**, 42, 1978.
[2] A.Y.Wong. J. de Physique, Colloque C6, supplement an **38**, C6-27, 1977.
-