Краткие сообщения по физике № 7 1977

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ПОГЛОЩАЮЩУЮ ПЛАЗМУ

А. Б. Владимирский, В. П. Силин, А. Н. Стародуб

УДК 533.95

Решена задача о нелинейном проникновении электромагнитной волны с учетом возможного аномального поглощения ее в плазме. Выявлено существование многозначности решений, которая проявляется в наличии колебательного гистерезиса коэффициента отражения.

При воздействии мощного излучения на плазму с плотностью, большей критической, согласно /1/ возможно нелинейное проникновение этого излучения вглубь плазмы. Это проникновение является следствием перераспределения плотности электронов под действием мощного излучения. Вместе с тем, при таком перераспределении возможно образование областей с плотностью, близкой к критической. Поэтому, например, в случае облучения твердых мишеней лазерным излучением вследствие такого перераспределения может возникать аномальное поглощение в этих областях, обусловленное параметрическими неустойчивостями /2/ (например, апериодической неустойчивостью или параметрическим распадом). Такое поглощение может, в свою очередь, оказывать обратное влияние на проникновение поля. Поэтому ниже излагается теория нелинейного проникновения мощного излучения в плазму, учитывающая влияние аномального поглощения в окрестности значений критической плотности (обычным столкновительным поглощением мы пренебрегаем).

Электрическое поле излучения в вакууме $(x<0)$ имеет вид

$$E(x,t) = E_0\left[\cos(\omega t - kx) + R\cos(\omega t + kx + \psi_{отр})\right],$$

где R – коэффициент отражения, $\psi_{отр}$ – фаза отраженной волны, $k = \omega/c$, c – скорость света в вакууме. Электрическое поле

$E(x,t) = E(x)\sin[\omega t + \varphi(x)]$ внутри плазмы $(x>0)$ удовлетворяет следующему уравнению /I/:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x,t) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\{1 - nf[E^2(x)]\right\}E(x,t), \qquad (I)$$

где $n = N_e/N_c$ – отношение плотности электронов в отсутствие электрического поля к критической плотности, $f(E^2) = \exp\left[-E^2/E_p^2\right]$ – функция распределения частиц в поле падающей волны ($E_p^2 = 8T\omega^2 m/e^2$, T – температура плазмы, m и e – соответственно масса и заряд электрона). Поскольку мы рассматриваем ниже случай слабой нелинейности, когда всюду $E^2(x) \ll E_p^2$, то $f(E^2) \approx 1 - E^2/E_p^2$.

Из уравнения (I) следует, что безразмерные переменные $r = (E/E_p)[n/2(n-1)]^{1/2}$ и $\tau = x(\omega/c)(n-1)^{1/2}$ удовлетворяют уравнению

$$d^2r/d\tau^2 \equiv r'' = r - 2r^3 + \mu^2/r^3, \qquad (2)$$

где $\mu = -r^2\varphi'$, $\varphi' \equiv d\varphi/d\tau$. При отсутствии критических точек величина μ постоянна во всей области $\tau>0$, что является следствием закона сохранения плотности потока энергии. При наличии таких точек величина μ постоянна в каждом интервале между соседними критическими точками. При этом мы моделируем аномальное поглощение поверхностным в плоскостях $\tau = \tau_l$ $(l = 1,2,\ldots)$, где τ_l – координата критических точек.

Уравнение (2) необходимо дополнить граничными условиями. На границе плазма-вакуум $(\tau = 0)$ в силу непрерывности поля и его производной имеем:

$$\eta = (n-1)[r'(0)]^2 + r^2(0)\left[1 + (n-1)^{1/2}\mu/r^2(0)\right]^2, \qquad (3)$$

где $\eta = 2nE_0^2\left[(n-1)E_p^2\right]^{-1}$.

В плоскостях $\tau = \tau_l$ вследствие аномального поглощения имеет место поверхностный ток $\vec{I}$, который согласно /3/ связан с электрическим полем при $\tau = \tau_l$ соотношением $\vec{I} = (c/4\pi)\gamma\left\{\vec{E} -\right.$

$-\vec{\nu}(\vec{\nu}\vec{E})\}$, где $\vec{\nu}$ – нормаль к плоскости $\tau = \tau_l$, а γ – характеризует величину аномальной диссипации. Наличие такого поглощения обусловливает скачок производной фазы поля $\varphi'(\tau)$ в плоскостях поглощения и тем самым определяет величину μ на каждом интервале $\tau_l < \tau < \tau_{l+1}$ $(l = 0, 1, \ldots, L;\ \tau_0 = 0,\ \tau_{L+1} = \infty$, L – число критических точек) как $\mu_l = (1/2)\gamma(L - l)(n - 1)^{-1/2}$. При этом для амплитуды поля и ее производной в критических точках имеем:

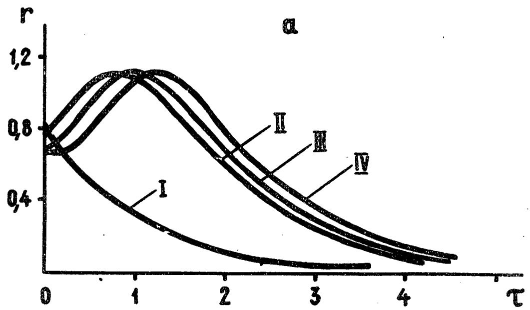
$$
\begin{aligned}
r(\tau_l - 0) &= r(\tau_l + 0) = 1/\sqrt{2},\\
r'(\tau_l - 0) &= r'(\tau_l + 0) = (1/2)(-1)^{L-l+1}.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

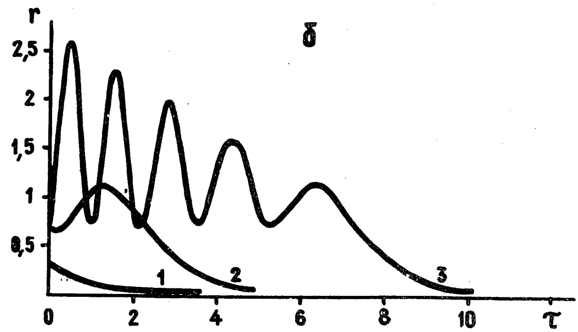
Наконец, благодаря аномальному поглощению и тому, что при $\tau \to \infty$ плотность плазмы превышает критическую, мы требуем обращения в нуль поля на бесконечности.

Сформулированная граничная задача допускает простое, но громоздкое аналитическое решение. Поэтому основные закономерности иллюстрируются нами с помощью результатов, полученных численным решением этой задачи. При этом ниже приводятся результаты, полученные в случае, когда $n = 1{,}01$; $\gamma = 0{,}1$.

Общим свойством найденных нелинейных стационарных решений для электрического поля в плазменном полупространстве является их многозначность /I/. При этом возможна реализация решений с различным числом критических точек. Эту возможность иллюстрирует рис. Iа, где изображены стационарные решения в случае сравнительно малой интенсивности падающей волны, когда $\eta = 0{,}7$. Решения, которым отвечают кривые I и II, характеризуются наличием одной критической точки, тогда как в случае решений, изображенных кривыми III и IУ, имеются по две критические точки. Отметим, что решения I и II (это же справедливо и для решений III и IУ) начинаются с одинакового значения амплитуды поля на границе плазмы, в то время как значения ее производной $r'(0)$ различаются знаком. Это соответствует противоположным значениям фазы отраженной волны для этих двух решений.

На рис. Iб для указанных значений параметра η приведены решения, имеющие наибольшую при данном η глубину проникновения в плазму. В случае $\eta = 0{,}1$ воздействие поля на плазму оказывается недостаточным для появления критических точек. Поэтому поле монотонно убывает вглубь плазмы. С ростом амплитуды волны накачки, когда возникает возможность появления критических то-

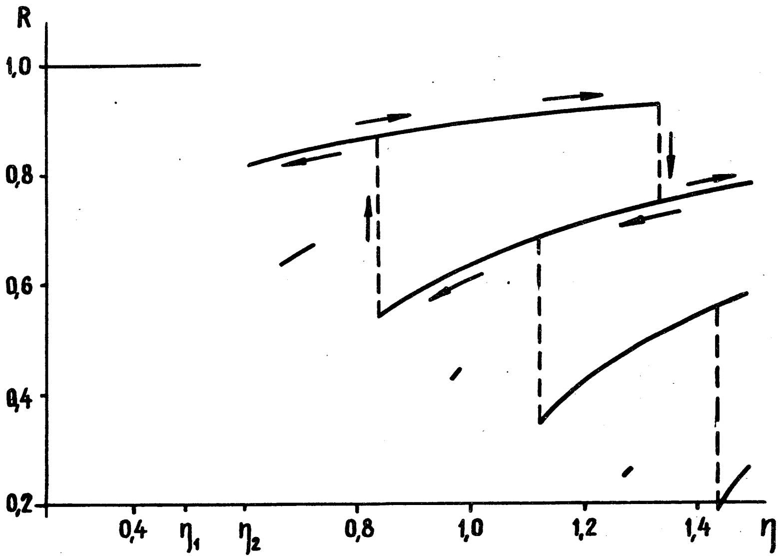




Р и с. I. Пространственная зависимость электрического поля в плазме (на рис. Iб кривые I,2,3 отвечают значениям η, равным соответственно 0,I; 0,7 и 2)

чек, решение качественно изменяется и становится осциллирующим. При этом глубина проникновения излучения в плазму увеличивается. Число критических точек в случаях $\eta = 0,7$ и $\eta = 2$ равно, соответственно, двум и девяти.

Коэффициент отражения, определяемый из граничных условий при $\tau = 0$, равен $R = (1 - 2\gamma L/\eta)^{1/2}$. Многозначность найденных решений делает возможным гистерезис (ср. /I/) коэффициента отражения падающей волны. Изменение коэффициента отражения с увеличением амплитуды поля падающей волны показано на рис. 2. При $\eta < \eta_1$, где $\eta_1 = (n + 1)/4$, когда появление областей с критической плот-



Р и с. 2. Гистерезис коэффициента отражения

ностью еще не возможно, имеет место полное отражение излучения плазмой, т.е. $R = 1$. В случае воздействия на плазму излучения большей интенсивности, когда $\eta > \eta_2$, где $\eta_2 = (n + 1)/4 + \gamma^2/2 + \gamma$, возникают области параметрического поглощения. Поэтому при $\eta > \eta_2$ величина коэффициента отражения R становится меньше единицы. Картина хода гистерезиса коэффициента отражения при изменении амплитуды поля падающей волны показана на рис. 2 стрелками.

Отметим, что при $\eta_1 < \eta < \eta_2$ стационарных решений для распределения $r(\tau)$ поля в плазме и для коэффициента отражения R нет. Вместе с тем, можно выявить условия, при которых всегда имеется возможность стационарных решений. Такая возможность реализуется при достаточно малой диссипации излучения в плазме, когда $\gamma \ll (n - 1)^{1/2}$ В связи с этим отметим, что выбранное в случае приведенных рисунков значение величины поглощения, равное $\gamma = 0,1$, не удовлетворяет этому неравенству (ибо $(n - 1)^{1/2} = 0,1$), что и проявляется в существовании области $\eta_1 < \eta < \eta_2$, в которой стационарные решения отсутствуют.

Поступила в редакцию
25 апреля 1977 г.

Литература

1. В. П. Силин. ЖЭТФ, 53, 1662 (1967).
2. В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., "Наука", 1973 г.
3. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М., Атомиздат, 1961 г.