

О РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.М.Алиев, А.А.Жаров, И.Г.Кондратьев, А.А.Фролов

Показана возможность полного поглощения p -поляризованной электромагнитной волны в двух нелинейных режимах, соответствующих различным значениям углов падения и интенсивностей излучения. Объясняется физическая природа появления областей сильного поглощения электромагнитной волны в неоднородной плазме.

Возникающее под действием пондеромоторной силы ступенчатые распределения диэлектрической проницаемости ϵ в окрестности плазменного резонанса ¹ может способствовать увеличению резонансного поглощения p -поляризованного излучения ². Выполненные в ³ численные расчеты продемонстрировали, что для оптимального (отвечающего максимуму линейного поглощения) угла падения $\theta = \theta_0$ плоской волны на слабонеоднородную плазму при сравнительно небольших значениях падающей мощности достигается режим практически полного поглощения. Эффект самосогласования объясняется в этом случае синхронизированным возбуждением высвечивающейся квазистатической моды на плато плотности плазмы с достаточно малым значением диэлектрической проницаемости ϵ ¹⁾. Ниже мы покажем, что существует еще одна область большого поглощения, обусловленная синхронизированным возбуждением квазиповерхностной моды, и отвечающая более сильной деформации профиля плотности и, согласно ^{2, 3}, достаточно большим значением амплитуды падающей волны.

Пусть на плазму с линейным профилем концентрации $n_0 = n_c \left(1 + \frac{z}{l}\right)$ падает из вакуума

$(z \leq 0)$ интенсивная монохроматическая ($e^{i\omega t}$) плоская волна p -поляризации (B_y, E_x, E_z). Уравнения для поля в плазме при учете стрикционной нелинейности записываются в виде

$$\frac{d^2 B_y}{dz^2} + \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{dB_y}{dz} + k_0^2 (\epsilon - \gamma^2) B_y = 0,$$

$$E_x = \frac{i}{k_0 \epsilon} \frac{dB_y}{dz}, \quad E_z = \frac{\gamma}{\epsilon} B_y, \quad \gamma = \sin \theta, \quad k_0 = \omega / c \quad (1)$$

$$\epsilon = 1 - \frac{n}{n_c} - i\nu \frac{n}{n_c}; \quad n = n_0 \left(1 - \frac{|E_x|^2 + |E_z|^2}{E_p^2}\right); \quad E_p^2 = \frac{4m\omega^2 T_e}{e^2}; \quad \nu = \frac{\nu_{eff}}{\omega}$$

¹⁾ Подход, предпринятый в ⁵ для объяснения природы этого эффекта, является некорректным.

(общий множитель $\exp(-ik_0\gamma x)$ опущен). Решение системы уравнений (1) проводилось численно по схеме, аналогичной использованной в ³. Результаты расчета представлены на рис. 2, 3.

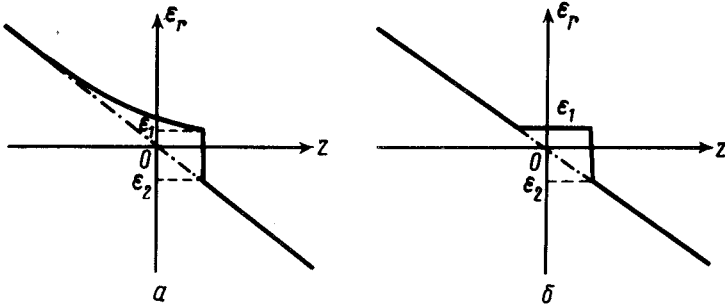


Рис. 1

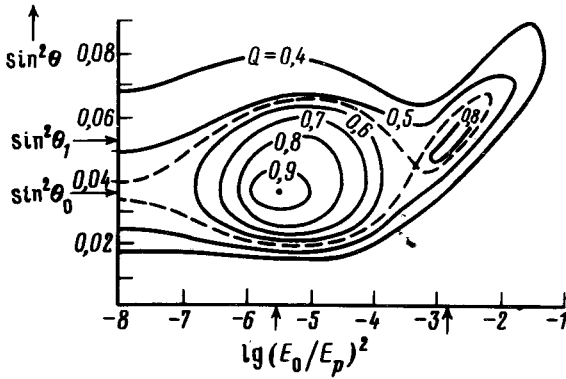


Рис. 2

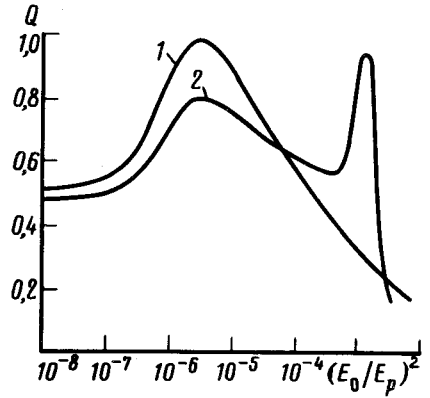


Рис. 3

На рис. 2 изображены линии постоянного коэффициента поглощения Q (по мощности) на плоскости параметров $\sin^2\theta$, $\lg(E_0/E_p)^2$ для плазмы с характерным масштабом неоднородности $l = 50k_0^{-1}$, $\nu = 10^{-3}$. Пунктирная линия, отделяющая область замкнутых кривых ("сепаратриса"), соответствует коэффициенту поглощения слегка прерывающему оптимальное значение $Q_0 = 0,5$ в линейном случае. Две группы кривых внутри сепаратрисы отвечают двум принципиально разным режимам резонансного поглощения, связанным с возбуждением квазистатической моды на плато ⁴ (сравнительно малые мощности) и квазиповерхностной моды на скачке плотности (сравнительно большие плотности). Центральные точки каждой группы кривых определяют идеально согласованные (безотражательные) режимы поглощения ($Q = 1$); заметим сразу же, что эти точки разнесены по мощности почти на три порядка. Положение интересующей нас второй точки, связанной с новой областью согласования можно аналитически оценить в рамках ВКБ приближения, справедливо при достаточно больших скачках плотности. Для модельного (рис. 1, б) распределения проницаемости условия полного поглощения падающей волны за счет синхронизированного возбуждения квазиповерхностной моды выглядят следующим образом ^{2, 6}:

$$\gamma^2 \equiv \sin^2\theta = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \approx 2\epsilon_1, \quad (2)$$

$$\nu \equiv \nu_{eff}/\omega = 4\epsilon_1 \exp\left\{-\frac{4}{3}k_0l(\gamma^2 - \epsilon_1)^{3/2}\right\}.$$

При написании (2) учтено, что $\epsilon_2 \approx -2\epsilon_1^{-1}$, ⁴, $\nu \ll 1$. Продольная составляющая индукции электрического поля D на скачке плотности определяется выражением

$$D^2 = \frac{4E_0^2\epsilon_1^2}{\nu} \gamma^2(1 - \gamma^2)(\gamma^2 - \epsilon_1)^{-1/2} \quad (3)$$

причем в рамках квазистатического приближения

$$\epsilon_1 = 2^{-3/2} (D^2/E_p^2)^{1/3} . \quad (4)$$

На рис. 3 для сравнения приведены зависимости коэффициента поглощения от амплитуды падающей волны при оптимальном угле падения $\theta_0 \simeq 0,19$ (кривая 1) и угле $\theta_1 \simeq 0,23$, большем оптимального (кривая 2). Как видно, во втором случае коэффициент поглощения может достигать значительной величины (бóльшей 50 %) в области достаточно больших значений мощности падающего излучения.

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность сильного поглощения излучения при повышенных уровнях его мощности, что представляет несомненный интерес для поиска условий оптимальной передачи энергии мощного электромагнитного поля плазме.

Авторы признательны В.Б.Гильденбургу и А.В.Химичу за полезные обсуждения.

Литература

1. Гильденбург В.Б. ЖЭТФ, 1964, 46, 2156.
2. Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Миллер М.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 355; Физика плазмы, 1979, 5, 261.
3. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Петрова Т.А., Фейгин А.М. Физика плазмы, 1981, 7, 732.
4. Сахаров А.С. Препринт ФИАН СССР № 190, Москва, 1979; Котов А.К. Физика плазмы, 1985, 11, 636.
5. Vucović S., Ramasashvili R.R., Cadež V., Aleksich A., Kazimov Zh.Zh. Phys. Lett., 1984, 102 A, 186.
6. Aliev Yu. M., Vucović S., Gradov O.M., Kyrie A. Yu., Cadež V. Phys. Rev. A, 1977, 17, 2120.

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

Поступила в редакцию
4 июня 1985 г.