

АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ И ПРОНИКНОВЕНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННУЮ ПЛАЗМУ

Ю. М. Алиев, О. М. Градов, А. Ю. Кирий

Рассмотрена стационарная картина проникновения поперечной волны с частотой, близкой к плазменной, в ограниченную плазму. При этом параметрическое нарастание продольных шумов приводит к значительному увеличению эффективной частоты соударений и уменьшению глубины проникновения волны по сравнению с обычными "столкновительными" значениями.

Сравнительно недавно было экспериментально обнаружено явление аномального поглощения электромагнитного поля в плазме [1 - 3]. Теоретически возможность такого явления связывается с предсказанным Силиным [4] параметрическим возбуждением продольных колебаний в плазме, помещенной в высокочастотное электрическое поле. В отличие от работ [5 - 8], в которых изучалось стационарное турбулентное состояние, возникающее в результате развития параметрической неустойчивости в однородной плазме под воздействием однородного электрического поля, ниже рассматривается стационарная картина проникновения поперечной волны в полуограниченную плазму ($z > 0$) с учетом выноса возбуждаемых продольных колебаний в неоднородном поле волны накачки. Изучается случай нормального падения поперечной волны с частотой ω_0 близкой к плазменной ω_p . При этом параметрическое взаимодействие плазменных и ионно-звуковых колебаний, возникающее под действием сильного электромагнитного поля падающей волны, происходит лишь в области вблизи границы, где амплитуда проникающего поля достаточно велика (область взаимодействия). Выходя из области взаимодействия, параметрически нарастающие плазменные и ионно-звуковые шумы выносят энергию внешнего поля из области его локализации. При этом энергия внешнего поля переходит в энергию продольных шумов и амплитуда поперечной волны $E_0(z)$ уменьшается при удалении от границы. Такое уменьшение является необратимым, поскольку число возбуждаемых волн в рассматриваемом случае сильной надпороговости оказывается весьма большим.

Область локализации внешнего поля определяется расстоянием, на котором сравниваются потоки энергии внешнего поля и параметрически нарастающих продольных шумов. Соответственно этому глубина проникновения L волны накачки определяется выражением

$$L = \frac{1}{2\kappa} \ln(S^{tr}/S^l), \quad S^{tr} > S^l. \quad (1)$$

Здесь κ - максимальное значение инкремента пространственного нарастания ионно-звуковых и плазменных волн $k_z''(\omega, k_{||})$, определяемого из решения дисперсионного уравнения для величины $k_z \equiv k_z'(\omega, k_{||}) - ik_z''(\omega, k_{||})$

$$\epsilon(\omega, k_{\parallel}, k_z) \epsilon(\omega - \omega_0, k_{\parallel}, k_z - k_0) = \frac{1}{4} \frac{(k_{\parallel} r_E)^2}{k_{\parallel}^4 r_{De}^4}; \quad (2)$$

$$k_{\parallel} \gg |k_z|, k_0; \omega_0 \gg \omega > 0; k_0 = \frac{1}{c} \sqrt{\omega_0^2 - \omega_p^2};$$

$\epsilon(\omega, k_{\parallel}, k_z) = \epsilon' + i\epsilon''$ — линейная продольная диэлектрическая проницаемость, $r_E = e E_0 / m_e \omega_0^2$ — амплитуда осцилляций электронов в поле поперечной волны, E_0 — амплитуда поперечной волны в плазме вблизи границы, k_{\parallel} — проекция волнового вектора на границу плазмы, $S^{tr} = k_0 c^2 E_0^2 / 4\pi \omega_0$ и S^{ℓ} — потоки энергии поперечной волны и ленгмюровских шумов в плазме, причем поток энергии продольных колебаний соответствует интегралу по области волновых чисел k_{\parallel} и частот ω , при которых инкремент $k_z''(\omega, k_{\parallel})$ максимален. При получении уравнения (2) предполагались выполненными условие $k_{\alpha} L > 1$ и неравенство

$$\kappa^2 r_{De}^2 \ll \omega_s / \omega_0$$

позволяющее пренебречь вкладом гармоник с частотой $\omega + \omega_0$. При достаточно больших напряженностях внешнего поля из (2) получаем следующее выражение для κ :

$$\kappa = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{4}} \frac{k_{\parallel, r} \sqrt{r_E^2 - r_{E, \text{пор}}^2}}{q_s r_{De}^2}; \quad k_0 \frac{q_p^2}{q_s^2} < \kappa < q_s, k_0 \quad (3)$$

$$q_p^2 = - \frac{1}{3r_{De}^2} \epsilon''(\omega - \omega_0, k_{\parallel, r}); \quad q_s^2 = k_{\parallel, r}^2 r_{De}^2 \epsilon''(\omega, k_{\parallel, r}).$$

Здесь $k_{\parallel, r}$ определяется из условия

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_p \left(1 + \frac{3}{2} k_{\parallel, r}^2 r_{De}^2 \right), \quad \omega_s = \omega_{Li} k_{\parallel, r} r_{De},$$

а $E_{0, \text{пор}}$ — пороговая напряженность (см. формулу (4.17) [9]). В этом случае для потока энергии ленгмюровских волн можно записать следующее выражение

$$S^{\ell} = (2\pi)^{-3} W v_{\Gamma p, p}^z \Delta^3 k; \quad \Delta^3 k = k_{\parallel, r} r_{De} \kappa^2 q_s \frac{v_{Te}}{v_s}, \quad (4)$$

$$v_{\Gamma p, p}^z = 3v_{Te} r_{De} (k_0 - k_z') \approx \sqrt{3} v_{Te} r_{De} \kappa$$

Здесь $W \approx T_e$ — спектральная плотность энергии тепловых плазменных шумов, $\Delta^3 k$ — фазовый объем плазменных колебаний в области $k_z'' \approx \kappa$.

Определенной выше глубине проникновения (1) можно поставить в соответствие эффективную проводимость $\sigma_{\text{эфф}}$ и частоту соударений $\nu_{\text{эфф}}$

$$\sigma_{\text{эфф}} \approx \frac{\nu_{\text{эфф}}}{4\pi} = \frac{k_0 c^2}{4\pi \omega_0 L} \quad (5)$$

Заметим, что поскольку энергия шумов медленно нарастает на длине поперечной волны, коэффициент отражения этой волны от плазмы с резкой границей определяется обычными формулами линейной теории [10]. В случае отражения волны от непрозрачной слабонеоднородной плазмы, когда характерный размер неоднородности превосходит L , напряженность поля волны уменьшается до E_0 , пор в области прозрачности и отраженная от плотной плазмы волна будет иметь амплитуду E_0 , пор. Таким образом, коэффициент отражения оказывается малой величиной порядка E_0^2 , пор / E_0^2 .

В заключение оценим величину эффективной проводимости в условиях, которые могут иметь место в экспериментах по лазерному нагреву плазмы. Так, например, для водородной плазмы с плотностью $n_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, температурой электронов $T_e \approx 16 \text{ кэВ}$, неизотермичностью $T_e/T_i \gg 12$, при частоте излучения неодимового лазера $\omega_0 = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и напряженности поля $E_0 \lesssim 6 \cdot 10^8 \text{ в/см}$ в соответствии с формулами (3), (4), (5) имеем

$$\nu_{\text{эфф}} / \nu_{ei} \approx 5 \cdot 10^{-6} E_0 \quad (6)$$

Авторы выражают благодарность В.П.Силину и Л.М.Горбунову за активное обсуждение результатов работы.

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

Поступила в редакцию
2 декабря 1972 г.
После переработки
29 декабря 1972 г.

Литература

- [1] И.Р.Геккер, О.В.Сизухин. Письма в ЖЭТФ, 9, 508, 1969.
- [2] H. Droicer, D. V. Henderson, I. C. Ingraham. Phys. Rev. Lett., 26, 1616, 1971.
- [3] Г.М.Батанов, Л.М.Горбунов, К.А.Сарксян. Краткие сообщения по физике (ФИАН), №8, стр. 60, 1971.
- [4] В.П.Силин. ЖЭТФ, 48, 1679, 1965.
- [5] В.В.Пустовалов, В.П.Силин. ЖЭТФ, 59, 2215, 1970.
- [6] В.В.Пустовалов, В.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, 14, 439, 1971.
- [7] E. Valeo, C. Oberman, F. W. Perkins. Phys. Rev. Lett., 28, 340, 1972.
- [8] D. F. Dubois, M. V. Goldman. Phys. Fluids, 15, 919, 1972.
- [9] Н.Е.Андреев, А.Ю.Кирий, В.П.Силин. ЖЭТФ, 57, 1028, 1969.
- [10] В.П.Силин, А.А.Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М., Атомиздат, 1969.