ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIV, № 10 *РАДИОФИЗИКА* *1981*

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 533.951

ДВУХПЛАЗМОННЫЙ РАСПАД В НЕОДНОРОДНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

В. И. Гришаев, В. В. Демченко, А. Я. Омельченко

В работах [1–5] показано, что наличие составляющей электрического поля волны накачки в направлении градиента равновесной плотности плазмы приводит к параметрической раскачке плазменных волн Исследованные в указанных работах параметрические неустойчивости имеют конвективный характер: возбуждаемые ВЧ полем плазменные волны «сносятся» в область разреженной плазмы. Параметрически неустойчивые волны могут быть локализованы в плазме посредством специальным образом заданного профиля равновесной плотности плазмы либо вследствие пространственной неоднородности электрического поля волны накачки.

В настоящем сообщении показано, что ограниченность плазменного объема приводит к локализации конвективно неустойчивых ленгмюровских волн, возбуждаемых в неоднородной плазме однородным электрическим полем вследствие распада волны накачки на две ленгмюровские волны

Будем предполагать, что равновесная плотность плазмы является функцией переменной x, квазистатическое электрическое поле монохроматично и одномерно: $\boldsymbol{E}_{\text{н}} = \boldsymbol{e}_x E_0 \cos \omega_0 t$ Экспериментально подобное поле возбуждается в плазме посредством сеток или диафрагм, находящихся под воздействием переменного потенциала (см, например, [6])*. В этих условиях возбуждаемые в плазме колебания также являются одномерными. В качестве исходной используем систему уравнений двухжидкостной гидродинамики со скалярным давлением, дополненную уравнением Пуассона. В первом приближении по параметру $\varepsilon = |\xi_0|/L_N \ll 1$ $(\xi_0 = |e|E_0/m_e\omega_0^2$, $L_N = |d \ln n_0(x)/dx|)$ для скорости электронной компоненты и плотности плазмы имеем выражения

$$v^{(0)}(x, t) = -\omega_0 \xi_0 a(x, x_0) \sin \omega_0 t; \tag{1}$$

$$n^{(0)}(x, t) = n_0(x)\left[1 + |\xi_0| (da/dx) \left(\omega_0^2/\omega_{pe}^2(x)\right) \cos \omega_0 t\right], \tag{2}$$

где

$$a(x, x_0) = \left(\omega_0^2 - \omega_{pe}^2(x_0)\right) / \left(\omega_0^2 - \omega_{pe}^2(x)\right),$$

x_0 — точка локального двухплазмонного распада. В системе отсчета X, t, осциллирующей с локальной скоростью $v^{(0)}(x, t)$, величины x и X связаны соотношением

$$X = x + a(x, x_0)|\xi_0| \cos \omega_0 t. \tag{3}$$

Как показано в работе [5], в переменных (X, t) уравнение для нелинейной добавки к скорости электронов $v^{(1)}$ $(v^{(1)} \ll v^{(0)})$ имеет вид

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2(X) - (3T_e/m_e)\frac{\partial^2}{\partial X^2}\right] v^{(1)}(X, t) = -\varepsilon Q(X, t), \tag{4}$$

где $Q(X, t) = \omega_0[2{,}5\,\omega_{pe}(X) \cos \omega_0 t + \sin \omega_0 t (\partial/\partial t)] v^{(1)}(X, t)$ Рассмотрим, используя уравнение (4), параметрическое возбуждение волн в плазменном волноводе, распределение равновесной плотности по сечению которого имеет вид, изображенный на рисунке. Подобное распределение встречается в плазменных разрядах низкого давления и устройствах для магнитного удержания плазмы. В плоскости $x = b$ расположены

* В монографиях [7] (§ 9 6), [8] в числе прочих описываются эксперименты по взаимодействию возбуждаемых извне электростатических ВЧ полей с неоднородной изотропной плазмой.

стенки камеры, ограничивающие плазменный объем. В точках $X_p = \pm a$ имеет место локальный двухплазмонный распад. Ленгмюровские волны, возбуждаемые в точке локального резонанса $\omega_0 \approx 2\omega_{pe}(X_p)$, конвективно неустойчивы и распространяются в область разреженной плазмы. Отражаясь от стенок камеры, они приводят к установлению в периферийной области (интервал $[a, b]$) плазменного волновода стоячей волны, вследствие чего параметрическая неустойчивость приобретает абсолютный характер.

Поскольку $\Delta X/R \ll 1$ $(\Delta X = |b-a|)$ и плотность плазмы в периферийной области волновода можно аппроксимировать линейной функцией $N_0(x) = N_p(1 - x/L_N)$, применим для решения уравнения (4) метод разделения переменных $v^{(1)} = V(t)U(X)$. В результате получим дисперсионное уравнение

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \lambda_n^2 V = -\varepsilon Q(\lambda_n, t), \tag{5}$$

которое с точностью до переобозначения $\lambda_n^2 \to \omega_k^2 = \omega_{pe}^2(a) + (3/2)\bar{k}\, v_{Te}^2$ ($\bar{k}$ — локальное волновое число плазменных волн) совпадает с дисперсионным уравнением конвективно неустойчивых волн [4]. Постоянная разделения λ_n определяется из решения соответствующего уравнения Штурма — Лиувилля для функции $U(X)$, которое в данном случае дает

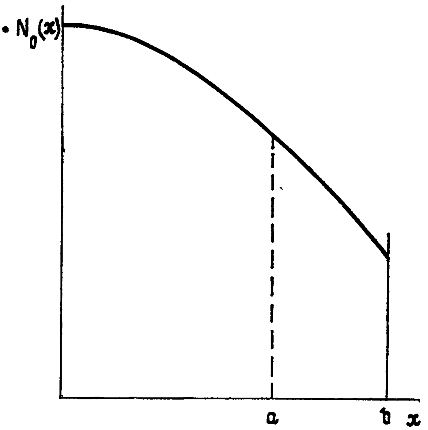

Рис. 1.

$$\int_a^b [1 - \omega_{pe}^2(X)/\lambda_n]^{1/2}\, dX = n\pi \frac{\sqrt{3}\, v_{Te}}{\lambda_n}, \tag{6}$$

n — целое число. При превышении амплитудной волны накачки порогового значения, определяемого неравенством

$$\xi_0 \lambda_n / 2L_N > \omega_0 - 2\omega_{pe}(a), \tag{7}$$

в плазме реализуется режим параметрически неустойчивых плазменных волн, нарастающих с инкрементом

$$\gamma_{\text{а.п}} = \frac{1}{4}\left[\frac{\xi_0}{L_N}\lambda_n^2 - 4(\omega_0 - 2\omega_{pe}(a))\right]^{1/2}. \tag{8}$$

Максимальное значение инкремента $\gamma_{\text{а.п}}^{\max} = \varepsilon\lambda_n/4$ достигается в условиях точного резонанса $\omega_0 = 2\omega_{pe}(a)$.

Согласно работам [9, 10] неустойчивая ленгмюровская волна при превышении определенного порога также оказывается неустойчивой относительно вторичного распада $l \to l' + s'$. Волна l', в свою очередь, также может быть неустойчивой и так далее, т. е. в плазме возникает эстафетная перекачка энергии по спектру ленгмюровских и ионно-звуковых волн, приводящая к образованию спектра параметрической турбулентности в виде конечного числа ленгмюровских и ионно-звуковых сателлитов. Согласно [11], в условиях слабой связи волн ($\gamma < \omega_{pi} k_d r_{De}$, где k_d — распадное волновое число) инкремент вторичной распадной неустойчивости $l \to l' + s'$ в неизотермической плазме $T_e > T_i$ определяется выражением

$$\gamma_l \sim \left(E_l/\sqrt{4\pi n_e T_e}\right)\omega_{pe}\,\omega_{pi}\, k_d\, r_{De}, \tag{9}$$

где E_l — амплитуда электрического поля неустойчивых колебаний. Для определения величины $Q = \gamma_{\text{а.п}} E_l^2/4\pi$, характеризующей эффективность поглощения энергии волны накачки плазмой, учтем, что в стационарном состоянии $\gamma_l \sim \gamma_{\text{а п}}$. В результате получим

$$Q = \frac{\gamma_{\text{а.п}}^3 n_e T_e}{\omega_{pe}\omega_{pi} k_d r_{De}} \approx \left(\frac{\xi_0}{L_N}\right)^3 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\,\omega_{pe}\frac{n_e T_e}{k_d r_{De}}. \tag{10}$$

Выражение для длины релаксации энергии излучения в плазме имеет вид

$$L^{(ls)} = \frac{c E_0^2}{4\pi Q} \approx \frac{c}{\omega_{pe}}\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\,\frac{E_0^2}{4\pi n_e T_e}\left(\frac{L_N}{\xi_0}\right)^3 (k_d r_{De}) \tag{11}$$

Для оценок положим $k_d r_{De} \sim \gamma/\omega_{pe}$, что позволяет упростить выражение (11):

$$L^{(ls)} \sim (L_N/r_{De})^2 (c/\omega_{pe}). \tag{12}$$

В частности, при $n_e \sim 10^{14}$ *см*$^{-3}$, $T_e \sim 10^3$ *эВ*, $L_N \sim 1$ *см* находим $L^{(ls)} \sim 0{,}5$ *м*. Следовательно, в рассматриваемом случае длина релаксации оказывается сравнимой с размерами больших установок, хотя и превосходит размер области локализации абсолютно неустойчивых колебаний, который, по предположению, значительно меньше характерного размера неоднородности плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамазашвили Р. Р. — ЖЭТФ, 1967, 53, с. 2178.
2. Takeo A. — J. Phys. Soc. Japan, 1967, 23, p. 467.
3. Demchenko V. V., El-Naggar I. A. — Plasma Phys., 1971, 13, p. 887.
4. Ikemura T., Nishikawa K. — J. Phys. Soc. Japan, 1972, 32, p. 1368.
5. Ikemura T.— J. Phys. Soc. Japan, 1976, 41, p. 2387.
6. Kon H. C., Stenzel R., Wong A. Y.— Phys. Rev. Lett., 1974, 33, p. 886.
7. Геккер И. Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. — М.: Атомиздат, 1978, с. 312.
8. Бродский Ю. Я., Гольцман В. Л., Литвак А. Г, Нечуев С. И. В кн.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой: Сб. научных трудов. — Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 186.
9. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, ВИНИТИ, 1978, 17, с. 143.
10. Быченков В. Ю., Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, № 4, с. 309.
11. Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, № 9, с. 504.

Поступила в редакцию
27 июня 1980 г.,
после сокращения
12 апреля 1981 г.

УДК 533.951

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛОСКОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

В. П. Дворяковский, С. М. Файнштейн

Характеристики линейных волноводов изучены достаточно подробно (см., например, [1, 2]). Представляет интерес анализ свойств волноводов, заполненных плазмой, когда амплитуды сигналов достаточно велики, так что существен учет нелинейных свойств среды. Подобные задачи исследовались применительно к НЧ волнам (магнитный звук, волны Альфвена, гравитационные волны [3–5]). В указанном типе волноводов, однако, не учитывалось поглощение волн, которое может оказаться весьма существенным, когда частота колебаний сравнима с частотой поглощения. В [6] проведен анализ взаимодействия поперечных электромагнитных волн в волноводе, который моделировался телеграфными уравнениями. Представляет интерес строгое решение граничной задачи для плоского волновода, заполненного плазмой с учетом слабого поглощения. В данной работе проведен такой анализ, выведены уравнения для амплитуд взаимодействующих волн, найдены пороги возбуждения параметрической неустойчивости колебаний. Приведены оценки для твердотельной плазмы. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения диагностики параметров плазмы, а также для оценок условий параметрического возбуждения поперечных волн в плазменных волноводах.

Исходная система безразмерных уравнений для полей и движения электронов плазмы имеет вид

$$\frac{\partial E_\delta}{\partial t_\delta} + \sigma v_\delta - \operatorname{rot} H_\delta = -\mu \sigma \rho_\delta v_\delta,$$

$$\alpha^2 \frac{\partial H_\delta}{\partial t_\delta} + \operatorname{rot} E_\delta = 0,$$