Краткие сообщения по физике № 5-1988 г.

УДК 533.9

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ С ТОКОМ

М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе, Ю.В.Бобылев

Рассмотрена нелинейная динамика резонансной бунемановской неустойчивости в общем неодномерном случае. Получены критерии, в зависимости от выполнения которых итогом развития бунемановской неустойчивости является срыв электронного тока или отсутствие такого срыва.

В резонансном режиме /1/ бунемановская неустойчивость характеризуется максимальным инкрементом нарастания и обусловлена взаимодействием ленгмюровских волн с энергиями разного знака – ионной и медленной электронной. Энергия последней из указанных волн отрицательна /2/. При определенных условиях итогом развития резонансной неустойчивости является полный срыв электронного тока в плазме /3/. Вместе с тем, при развитии бунемановской неустойчивости в системе изменяется постоянная (не зависящая от z) составляющая тока, что приводит к генерации электрических полей, поддерживающих ток, поэтому срыв электронного тока может и отсутствовать /4/. В данной статье рассмотрен более общий случай развития резонансной бунемановской неустойчивости нерелятивистской электрон-ионной плазмы и показано, что результаты работ /3,4/ являются двумя противоположными пределами некоторого более общего случая.

Исходим из традиционной модели. Рассмотрим бесконечно длинные "тонкие" совмещенные электронный и ионный пучки, локализованные вдоль бесконечно длинного металлического волновода произвольного сечения и помещенные в бесконечно сильное продольное внешнее магнитное поле. Исходными являются уравнения для скалярного потенциала и продольной компоненты векторного потенциала (ответственной за постоянную составляющую электрического поля), а также уравнения для траекторий электронов и ионов. В результате имеем следующую систему уравнений:

$$d^2 y_e/d\tau^2 + (1/2) \sum_{n=1}^{\infty} (R_n/n)[(\rho_{en} - \rho_{in}) e^{iny_e} - \text{к.с.}] = - \sum_{n=1}^{\infty} b_n,$$

$$d^2 y_i/d\tau^2 + (1/2)\nu \sum_{n=1}^{\infty} (R_n/n)[(\rho_{in} - \rho_{en}) e^{iny_i} - \text{к.с.}] = \nu \sum_{n=1}^{\infty} b_n, \tag{1}$$

$$(d^2/d\tau^2 + k_{\perp n}^2 c^2/\Omega_e^2) b_n = P_n (d/d\tau)\langle j/j_0\rangle.$$

Здесь $\rho_{\alpha n} = (1/\pi) \int_0^{2\pi} \exp[- iny_\alpha(y_0,\tau)]\, dy_0$; $y_\alpha = k_\parallel z_\alpha$; $\tau = \Omega_e t$; $\nu = m/M$ (m, M – массы электрона и иона соответственно), $R_n = \dfrac{R_{en}}{R_{e1}}$; $P_n = \dfrac{s_e \varphi_n^2 (r_e)}{R_{e1} \|\varphi_n\|^2}$; $b_n = \dfrac{e k_\parallel}{c m \Omega_e} \varphi_n(r_e) \dfrac{da_n}{d\tau}$;

$$R_{en} = s_e \sum_{m=1}^{\infty} \frac{n^2 k_\parallel^2}{k_{\perp m}^2 + n^2 k_\parallel^2} \frac{\varphi_m^2 (r_e)}{\|\varphi_m\|^2}; \quad \Omega_e^2 = \omega_e^2 R_{e1}. \tag{2}$$

В (2) $k_{\perp n}$ и $\varphi_n(r_\perp)$ – собственные волновое число и функция волновода; $s_e \equiv s_i$ – площадь поперечных сечений пучков; ω_e – электронная ленгмюровская частота; $r_\perp$ – координата в поперечном сечении волновода; $r_e \equiv r_i$ – поперечная координата электронного и ионного пучков; $2\pi/k_\parallel$ – длина волны начального