

**НЕЛИНЕЙНЫЙ СДВИГ ЧАСТОТЫ И УШИРЕНИЕ СПЕКТРА КОЛЕБАНИЙ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В РЕЖИМЕ
АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА**

М.В. Кузелев, В.А. Панин, А.П. Плотников, А.А. Рухадзе

Исследована нелинейная динамика многомодовой релятивистской пучково-плазменной системы в режиме аномального эффекта Доплера. Показано, что за время развития неустойчивости происходит существенное уширение спектра колебаний. При этом электронный пучок тормозится до величины фазовой скорости возбуждаемой волны. Приведены асимптотические формулы для спектров электромагнитной и пучковой волн.

Пучковая неустойчивость в замедляющих системах развивается в режиме аномального эффекта Доплера (рамановский распад), если плотность электронного пучка достаточно велика [1]. В этих условиях амплитуда возбуждаемой волны стабилизируется эффектом нелинейного сдвига частоты [2], который соответствует учету нелинейностей кубического типа в разложении материальных уравнений по степеням поля. При этом значительный интерес представляет исследование многомодовых пучково-плазменных систем, т.е. систем, в которых возбуждается широкий спектр волн.

Взаимодействие электронного потока в бесконечно сильном продольном магнитном поле с широким спектром мод (рассматриваем электромагнитные колебания с линейным законом дисперсии: $\omega_s = k_s c_0$, где c_0 — фазовая скорость волны, $c_0 < u$) замедляющей электродинамической системы в приближении кубичной нелинейности описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} d\epsilon_s/d\tau &= \nu(\tilde{\rho}_s/S) \exp(-iSW + i\eta_{os}\tau), \\ d\tilde{\rho}_s/d\tau &= -2i[1 + (3/8)\mu \sum_n (n^4 |\epsilon_n|^2 - n^4 |\epsilon_{no}|^2 + 4\mu |A_n|^2)] A_s, \\ dA_s/d\tau &= -(i/2)\tilde{\rho}_s - (1/2)\nu S^2 \epsilon_s \exp(iSW - i\eta_{os}\tau), \\ dW/d\tau &= -(1/4) \sum_s (S^4 |\epsilon_s|^2 - S^4 |\epsilon_{s0}|^2 + 6\mu |A_s|^2). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ϵ_s — безразмерная амплитуда s -ой моды возбуждаемой волны; $\tilde{\rho}_s$ — амплитуда s -ой гармоники возмущения плотности заряда пучка, обезразмеренная на невозмущенную плотность; A_s — амплитуда осциллирующей части импульса электрона; W — постоянное смещение электрона, обезразмеренное на длину волны колебаний; η_{os} — расстройка, причем $\eta_{os} = -S$ означает синхронизм с медленной волной пространственного заряда пучка. Безразмерное время $\tau = |\Omega_b|t$, где Ω_b — ленгмюровская частота электронов пучка в движущейся с ним системе координат; параметр $\nu = \delta\omega/\Omega_b$; $\delta\omega$ — инкремент развития неустойчивости. Величина $\mu = 2\gamma^2 \Omega_b/k_1 u$ характеризует степень релятивизма пучка, где $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$; k_1 — волновое число центральной моды при $S = 1$, а u — средняя скорость пучка электронов.

Представим амплитуду s -ой гармоники возмущения плотности заряда в виде $\tilde{\rho}_s = \rho_s \exp[iS(W + \tau)]$. Считая неравенство $\nu \ll 1$ выполненным, приведем систему уравнений (1) к следующему виду:

$$\begin{aligned} d\epsilon_s/d\tau &= \nu\rho_s/S, \\ d\rho_s/d\tau + (i/2)\Delta_s\rho_s &= (1/2)\nu S\epsilon_s. \end{aligned} \tag{2}$$

Отметим, что аналогичные уравнения рассматривались в работе /3/ при $\mu = 0$.
 Расстройка Δ_s определяется выражением:

$$\Delta_s = S \left(\frac{S^2 - 1}{S^2} - \frac{S^2 + 1}{S^2} T_1 - \frac{\mu}{S^2} T_2 \right),$$

$$T_1 = \frac{1}{2} \sum_n \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\mu}{n^4} \right) n^2 |\rho_n|^2,$$

$$T_2 = \frac{3}{4} \sum_n \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\mu}{n^4} \right) n^2 |\rho_n|^2.$$

Рассмотрим результаты численного исследования системы уравнений (2) при $\nu = 0,05$, $\mu = 1$, $\epsilon_{s0} = 0,01$; $0,8 \leq S \leq 3,0$. При расчетах учитывалось 220 мод, что обеспечивало попадание в полосу резонанса около 10 мод. На рис. 1 изображена эволюция спектра, причем видно его заметное уширение.

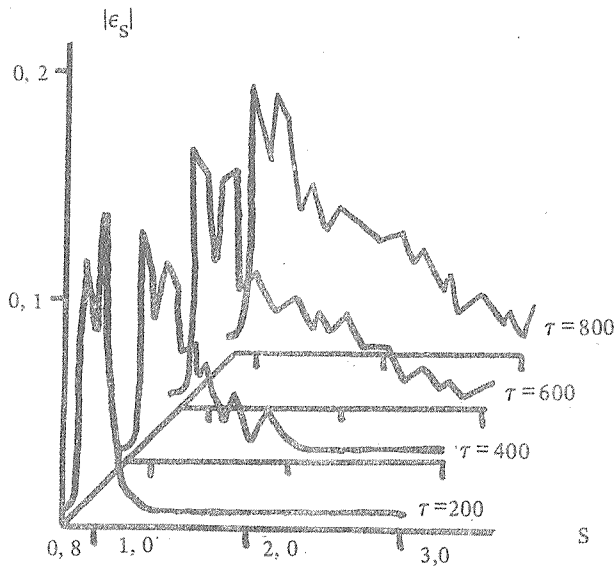


Рис. 1. Временная эволюция спектра $|\epsilon_s|$.

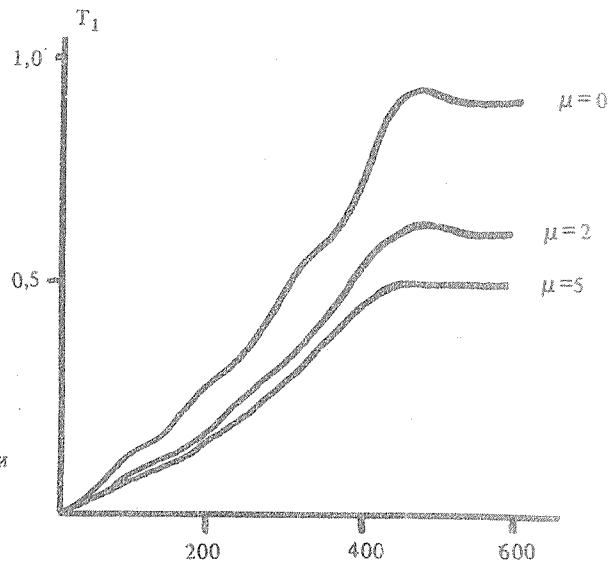


Рис. 2. Временные зависимости температуры пучка при различных μ .

Величины T_1 и T_2 можно интерпретировать как температуры пучка, причем температура T_1 определяет торможение пучка в среднем: $dW/d\tau = -T_1$.

При больших S из условия $\Delta_S \rightarrow 0$ (возбужден весь спектр) имеем $T_1 \rightarrow 1$. Переходя далее к размерным переменным $dW/d\tau \approx (k_1/\Omega_b)(v-u)$, получим $v = u - \Omega_b/k_1 = c_0$, т.е. пучок тормозится до фазовой скорости возбуждаемой волны. На рис. 2 представлены зависимости температуры T_1 от τ для различных μ .

Также можно показать, что при $S \rightarrow \infty$ спектры $|\epsilon_S|$ и $|\rho_S|$ выражаются следующими асимптотическими формулами:

$$|\epsilon_S|^2 \sim S^{-7}, \quad |\rho_S|^2 \sim S^{-5}. \quad (3)$$

Из формул (3) следует, что полуширина спектральной плотности колебаний невелика. Однако эффективность преобразования энергии пучка в излучение при $S \rightarrow \infty$ максимальна, поскольку пучок тормозится до фазовой скорости волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузелев М. В. ЖТФ, 53, 1029 (1983).
2. Вильхельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М., Энергоиздат, 1981.
3. Кузелев М. В. и др. ЖЭТФ, 91, 1620 (1986).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.