УДК 533.9.01

ВЛИЯНИЕ ЗАТУХАНИЯ ЛАНДАУ НА ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

А. М. Игнатов

Приведены результаты расчетов электродинамических характеристик пучково-плазменного волновода для случая конечной температуры плазмы. Показано, что увеличение температуры плазмы приводит к существенному уменьшению инкремента пучково-плазменной неустойчивости.

Ключевые слова: пучково-плазменная неустойчивость, затухание Ландау.

Одна из проблем плазменной электроники [1] заключается в срыве генерации электромагнитного поля при прохождении сильноточного электронного пучка через электродинамическую систему. При этом длительность СВЧ-излучения оказывается существенно меньшей длительности электронного пучка. Обзор различных причин, вызывающих срыв генерации, дан в [2]. В частности, численное моделирование показывает, что в процессе развития пучково-плазменной неустойчивости возникает существенный разогрев плазмы и ее электронная температура может достигать величин порядка 10^5 эВ [2, 3]. Основная физическая причина столь существенного разогрева заключается, видимо, в накоплении колебаний с малой групповой скоростью в плазменной подсистеме.

Простые оценки влияния температуры плазмы на развитие пучково-плазменной неустойчивости даны в работе [3]. В настоящей заметке приведены результаты расчетов электродинамических характеристик пучково-плазменной системы в зависимости от температуры плазмы. Используется следующая модель. В волноводе радиуса R_0 расположен тонкий цилиндрический слой плазмы радиуса R_p и распространяется тонкий трубчатый пучок радиуса R_b. Вдоль оси z волновода приложено достаточно сильное магнитное поле, что позволяет пренебречь поперечными движениями частиц. Толщины Δ пучка и плазмы предполагаются исчезающе малыми. Рассматривается TM-волна ($E_z \neq 0$, $E_\rho \neq 0$, $B_\theta \neq 0$), и все компоненты поля зависят от координат и времени как $f(\rho)e^{-i\omega t+ikz}$.

ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: aign@fpl.gpi.ru.

В линейном приближении полный высокочастотный ток в пучковой и плазменной подсистемах пропорционален z-компоненте электрического поля $I_\alpha = \eta_\alpha(\omega, k)E_z(R_\alpha)$ $(\alpha = b, p)$. Из уравнений Максвелла следует дисперсионное уравнение для пучково-плазменных волн

$$D_p(\omega, k)D_b(\omega, k) = \Lambda(\omega, k), \tag{1}$$

где

$$D_\alpha(\omega, k) = 1 + \frac{2i\lambda^2\eta_\alpha I_0(\lambda R_\alpha)}{\omega I_0(\lambda R_0)}(I_0(\lambda R_0)K_0(\lambda R_\alpha) - K_0(\lambda R_0)I_0(\lambda R_\alpha)), \tag{2}$$

$\lambda = \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$ и I_0, K_0 – функции Бесселя мнимого аргумента. Функции (2) определяют дисперсию плазменных и пучковых волн в отсутствие связи между ними. Величина в правой части уравнения (1) определяет связь между пучковой и плазменной подсистемами

$$\Lambda(\omega, k) = \frac{4\lambda^4\eta_b\eta_p I_0(\lambda R_{\min})^2}{\omega^2 I_0(\lambda R_0)^2}\left(K_0(\lambda R_0)I_0(\lambda R_{\max}) - I_0(\lambda R_0)K_0(\lambda R_{\max})\right)^2, \tag{3}$$

где $R_{\min} = \min(R_b, R_p)$, $R_{\max} = \max(R_b, R_p)$.

Предполагается, что температура электронов пучка пренебрежимо мала и в этом случае высокочастотная проводимость пучка равна

$$\eta_b = \frac{ic^2\omega Q_b}{2\gamma^3(\omega - ku)^2}, \tag{4}$$

где u – скорость пучка и $\gamma = 1/\sqrt{1 - u^2/c^2}$.

Пренебрегая релятивистскими эффектами, проводимость плазмы удобно записать в виде

$$\eta_p = \frac{\sqrt{\pi}c^2\omega^2 Q_p e^{-\frac{\omega^2}{k^2V_T^2}}}{k^3V_T^3} + \frac{ic^2\omega Q_p\Phi\left(\frac{\omega}{kV_T}\right)}{k^2V_T^2}, \tag{5}$$

где $V_T = \sqrt{2T/m}$ – тепловая скорость и функция $\Phi(x) = 2xe^{-x^2}\int\limits_0^x dy e^{y^2} - 1$ выражается через интеграл вероятностей. Заметим, что первый член в выражении (5) приводит к затуханию Ландау плазменных волн. В формулах (4), (5) использованы безразмерные величины, пропорциональные погонным плотностям пучка и плазмы, $Q_\alpha = 4\pi e^2 R_\alpha n_\alpha \Delta/(mc^2)$ $(\alpha = b, p)$, где n_α – объемные плотности. Полный ток пучка при этом равен $I_b = \frac{u}{c}\frac{mc^3}{2e}Q_b$.

В случае пространственно разделенных пучка и плазмы можно выделить два режима развития неустойчивости. При достаточно малом расстоянии между ними неустойчивы колебания с волновыми векторами в интервале от нуля до некоторого максимального значения $(0, k_{\max})$. При этом временной инкремент неустойчивости превосходит частоту колебаний пучка в собственной системе отсчета, и этот режим условно называется одночастичным. При увеличении расстояния между пучком и плазмой связь между двумя колебательными подсистемами уменьшается. В этом случае неустойчивы колебания в конечном интервале волновых векторов $(k_{\min}, k_{\max})$, инкремент неустойчивости меньше или сравним с частотой колебаний пучка, и этот режим условно называется коллективным.

Численные расчеты электродинамических характеристик пучково-плазменного волновода проводились для наборов параметров, характерных для обоих режимов. В обоих случаях радиус волновода равен $R_0 = 3$ см, $I_b = 2$ кА, $\Delta = 0.1$ см, $\gamma = 1.8$. Остальные параметры для одночастичного режима равны $R_p = 2$ см, $R_b = 1.8$ см $n_p = 5{\cdot}10^{12}$ см$^{-3}$, для коллективного режима – $R_p = 2.1$ см, $R_b = 0.8$ см $n_p = 10^{13}$ см$^{-3}$. Расчеты проводились для различных температур плазменных электронов: $T = 0$, $T = 10^4$ эВ, $T = 5 \cdot 10^4$ эВ, $T = 10^5$ эВ.

Зависимости действительных корней уравнения (1) при $\omega < kc$ для холодной плазмы приведены на рис. 1, где также показаны дисперсия плазменных колебаний в отсутствие пучка (кривые 1) и пучковых колебаний в отсутствие плазмы (кривые 2).

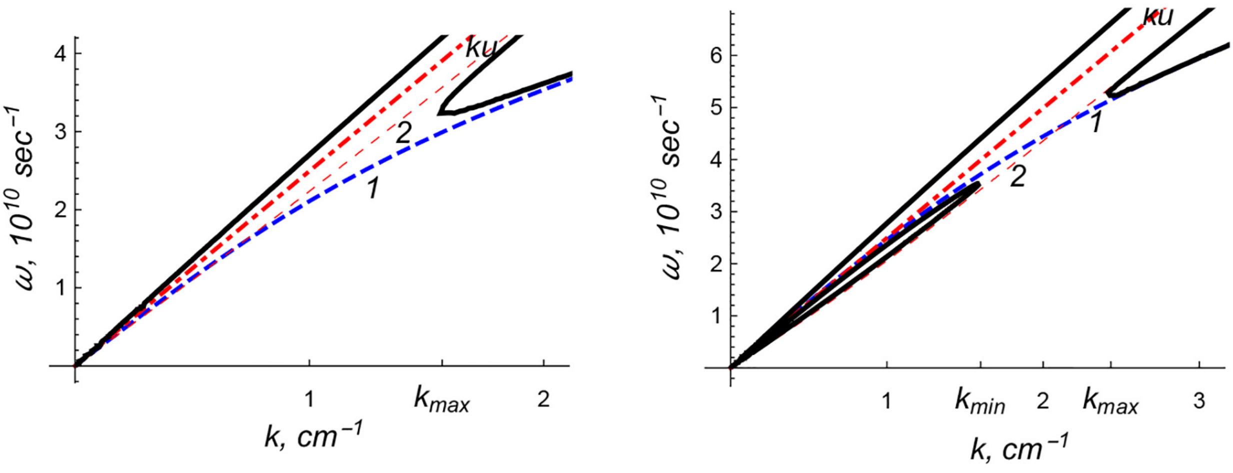

Рис. 1: *Сплошные линии – дисперсионные кривые плазменного волновода ($T = 0$). Слева – одночастичный режим ($k_{max} \approx 1.53$ cm^{-1}), справа – коллективный режим ($k_{min} \approx 1.6$ cm^{-1}, $k_{max} \approx 2.4$ cm^{-1}). Кривая 1 – плазменная ветвь, кривая 2 – пучковая ветвь.*

Зависимости пространственного инкремента неустойчивости $\kappa = -\operatorname{Im} k$ от частоты для различных значений температуры плазмы приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что для холодной плазмы как в одночастичном, так и в коллективном режимах колебания неустойчивы в достаточно широком диапазоне частот (кривые 1). При увеличении температуры плазмы до $T = 10^4$ эВ (кривые 2) максимум пространственного инкремента сдвигается в высокочастотную область. При этом величина максимального инкремента в одночастичном режиме неустойчивости немного увеличивается, а в коллективном – уменьшается. При дальнейшем увеличении температуры плазмы (кривые 3, 4 на рис. 2) полоса неустойчивости существенно расширяется, а максимальный пространственный инкремент уменьшается в 5–6 раз.

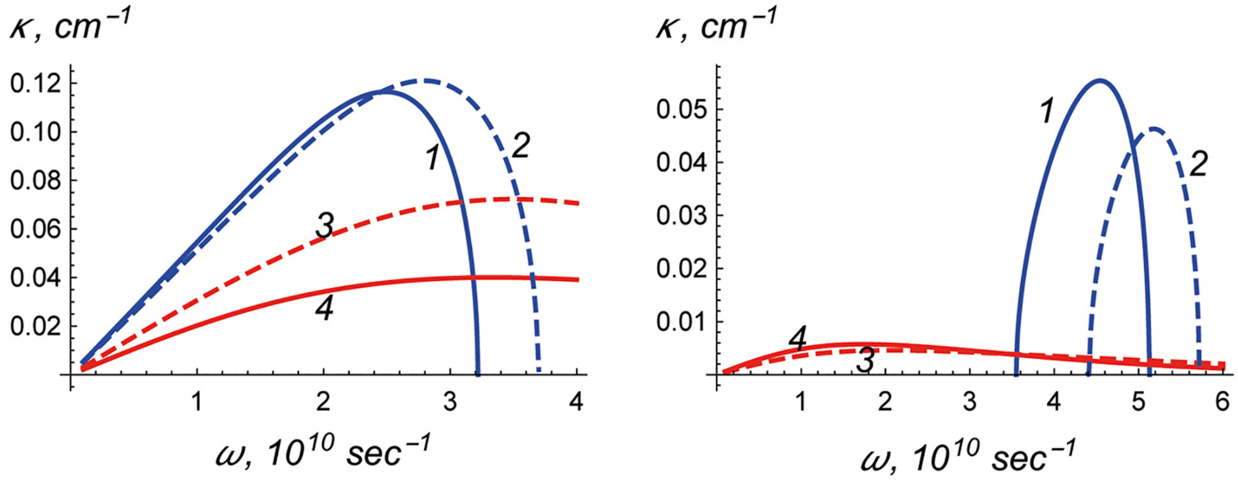

Рис. 2: *Пространственный инкремент как функция частоты.* 1 – $T = 0$, 2 – $T = 10^4$ *эВ,* 3 – $T = 5 \cdot 10^4$ *эВ,* 4 – $T = 10^5$ *эВ. Слева – одночастичный режим, справа – коллективный режим.*

При относительно незначительном разогреве плазмы (кривые 1, 2 на рис. 2) полученные закономерности объясняются в первую очередь изменением дисперсионных характеристик плазменных волн. При дальнейшем разогреве (кривые 3, 4 на рис. 2) существенную роль играет конкуренция между пучково-плазменной неустойчивостью и затуханием Ландау плазменных волн. В работе [3] этот процесс был назван переходом к диссипативной неустойчивости, что не вполне корректно, поскольку затухание Ландау не является диссипативным процессом.

ЛИТЕРАТУРА

[1] М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков, *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника.* Изд. 2-е (М., ЛЕНАНД, 2018).

[2] С. Е. Ернылева, О. Т. Лоза, Труды ИОФАН **72**, 118 (2016).

[3] I. L. Bogdankevich, A. A. Rukhadze, P. S. Strelkov, V. P. Tarakanov, Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Phys. No. 1(9), 102 (2003).

Поступила в редакцию 28 марта 2025 г.

После доработки 22 апреля 2025 г.

Принята к публикации 23 апреля 2025 г.