[8] Пантелеев В.Н., Романов В.И. // Препринт ЛИЯФ № 1396. Л. 1988.

Поступило в Редакцию
22 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

04; 10

# О НЕОБХОДИМОСТИ УЧЕТА ДИСПЕРСИИ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕПРЕССИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Е.А. Галстьян, Н.И. Карбушев

1. В работах [1] в рамках линейной теории было показано, что с ростом тока электронного пучка возрастает влияние высокочастотного пространственного заряда собственных колебаний на характер его взаимодействия с плазмой, Пространственный заряд приводит к изменению зависимости инкремента неустойчивости от тока пучка и смещению значения частоты, соответствующей максимальному пространственному инкременту. Наряду с этим пространственный заряд снижает эффективность взаимодействия электронного пучка с плазмой, вследствие чего в результате развития неустойчивости пучок теряет все меньшую часть своей первоначальной кинетической энергии с ростом тока. Последнее следует из результатов нелинейной теории, построенной в работах [2].

Вместе с тем в работах [2] при построении нелинейной теории пространственный заряд пучка учитывался с помощью коэффициента депрессии, величина которого полагалась постоянной, не зависящей от волнового вектора возмущений. Это справедливо только в случае слаботочных пучков. Если же электронный пучок сильноточный, то дисперсионная зависимость коэффициента депрессии от волнового вектора является существенной [1]. В настоящей работе построена нелинейная теория взаимодействия сильноточного электронного пучка с плазмой с учетом дисперсии коэффициента депрессии в первом приближении, когда для него возможно разложение выражения в ряд в точке, соответствующей волновому вектору синхронной плазменной волны. Показано, что учет дисперсии коэффициента депрессии приводит к качественному изменению картины взаимодействия.

2. Рассматривается моноэнергетичный тонкостенный трубчатый электронный пучок радиуса $r_b$, распространяющийся в холодной замагниченной плазме, полностью заполняющей круглый металлический волновод радиуса $R$ с однородной плотностью $n_p$. В сечении

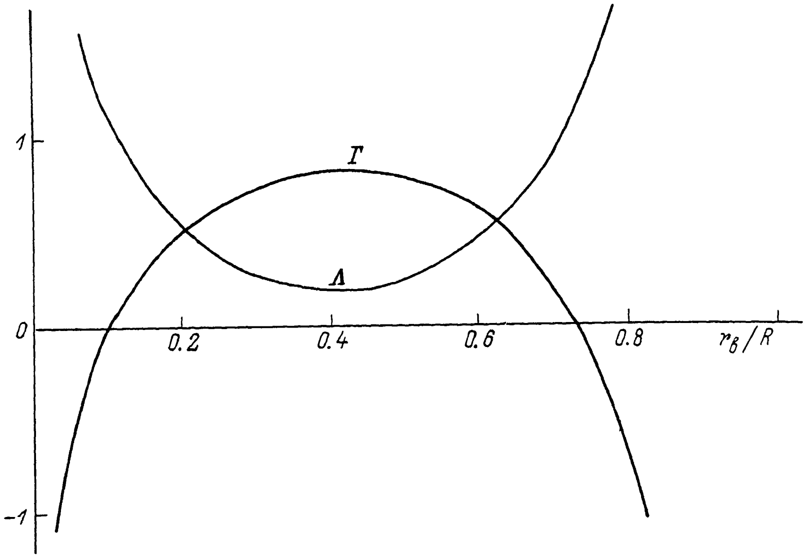


Рис. 1. Зависимости коэффициентов $\Gamma$ и $\Lambda$ от радиуса пучка.

инжекции пучка в волновод $z = 0$ его ток равен $I$, а скорость электронов – $u$.

Взаимодействие пучка с азимутально симметричной волной плазменного волновода, характеризуемой первым корнем функции Бесселя $\mu_1$, в предположении линейности движения электронов плазмы описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d\theta}{d\xi}=w-\delta, \quad \frac{d\mathcal{E}}{d\xi}=\nu(1+\delta)^2\rho, \quad \rho=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} e^{i\theta}d\theta_0,$$

$$\frac{dw}{d\xi}=\left[1+w(1-\gamma_0^{-2})\right]^{3/2}\mathrm{Re}\left\{e^{-i\theta}\left[\mathcal{E}-i\nu\Gamma(1+\delta)\rho+\nu\Lambda\frac{d\rho}{d\xi}\right]\right\}. \qquad (1)$$

Здесь $\theta=\omega t-k_1 z$ – фаза электронов пучка относительно плазменной волны с частотой $\omega$ и постоянной распространения $k_1=(\omega^2/c^2-\mu_1^2/R^2\varepsilon_p)^{1/2}$, $w=2\gamma_0^2(1-v/u)\ll 2\gamma_0^2$ – относительное изменение их скорости, $v$ – текущая скорость, $\gamma_0=(1-u^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор, $\mathcal{E}=-4\gamma_0 eE_z(r_b)/m\omega u$ – безразмерная амплитуда продольной составляющей действующего на электроны пучка электрического поля волны, $\delta=2\gamma_0^2(k_1u/\omega-1)\ll 2\gamma_0^2$ – расстройка, $\nu=16eIJ_0^2(\mu_1 r_b/R)/\mu_1^2 m\gamma_0 u^3 J_1^2(\mu_1)$ – параметр сильноточности пучка, $\xi$ – безразмерная продольная координата, $\varepsilon_p=1-\omega_p^2/\omega^2$ – диэлектрическая проницаемость плазмы ($\varepsilon_p<0$), $\omega_p=(4\pi e^2 n_p/m)^{1/2}$ – ее ленгмюровская частота, $e$ и $m$ – заряд и масса электрона, $c$ – скорость света,

$t$ – время. Коэффициент депрессии $\Gamma$ и коэффициент $\Lambda$, определяемый дисперсией коэффициента депрессии, имеют зависимости от радиуса пучка, представленные на рис. 1. Коэффициент депрессии $\Gamma$ обращается в нуль в двух точках: $r_b/R \approx 0.1$ и $r_b/R \approx 0.73$. Коэффициент же $\Lambda$ всегда положителен. Система уравнений (1) должна быть дополнена граничными условиями в сечении $\xi = 0$, имеющими в отсутствие предварительной модуляции пучка вид:

$$\theta = \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad \omega = 0, \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}_0. \tag{2}$$

3. Уравнения (1) при $\Lambda = 0$ переходят в рассмотренные в работах [2]. Для них можно записать первый интеграл, выражающий закон сохранения энергии,

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2\pi(1-\gamma_0^{-1})} \int_0^{2\pi} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+\omega(1-\gamma_0^{-2})}}\right] d\theta_0 = \\ &= \eta_{\mathcal{E}} + \eta_{\Lambda} = \frac{1+\gamma_0^{-1}}{8\nu}\left[\frac{|\mathcal{E}|^2 - |\mathcal{E}_0|^2}{(1+\delta)^2} + \nu^2\Lambda|\rho|^2\right], \end{aligned} \tag{3}$$

где величина $\eta$ характеризует общие относительные потери кинетической энергии пучка в процессе взаимодействия, а $\eta_{\mathcal{E}}$ и $\eta_{\Lambda}$ – вклады энергии в плазменную волну и в собственные колебания пучка. Отсюда следует, что при наличии дисперсии коэффициента депрессии ($\Lambda \neq 0$) существует вклад в энергетический баланс, проявляющийся в виде энергии собственных колебаний пучка и возрастающих с ростом его тока.

4. На рис. 2 приведены зависимости максимальных значений величин $\eta$, $\eta_{\mathcal{E}}$ и $\eta_{\Lambda}$ от параметра сильноточности $\nu$, полученные при численном решении системы уравнений (1) в условиях $\delta = 0$, $r_b/R = 0.5$ и $\gamma_0 \gg 1$. Видно, что с ростом $\nu$ в общих потерях кинетической энергии пучка резко возрастает доля, обусловленная его собственными колебаниями, причем в случае сильноточного пучка ($\nu \gg 1$) общие относительные потери кинетической энергии слабо возрастают. Такая зависимость $\eta(\nu)$ качественно отличается от найденной в [2] при $\Lambda = 0$, в соответствии с которой относительные потери кинетической энергии пучка при $\nu \gg 1$ быстро уменьшаются с ростом его тока.

В работах 2 было найдено, что при радиусах пучка $r_b = 0.1R$ и $r_b = 0.73R$, соответствующих нулевым значениям коэффициента депрессии, в случае $\delta = 0$ имеют место наибольшие потери его кинетической энергии в процессе взаимодействия с плазмой, а величина $\eta$ медленно спадает с ростом $\nu$. Расчеты же с учетом дисперсии коэффициента депрессии показывают, что при $\delta = 0$, начиная с некоторого значения $\nu$, потери кинетической энергии пучка полностью отсутствуют. Такой результат очевиден и следует и из линейной теории. Так, из линейного дисперсионного соотношения

$$y\left[(y+\delta)^2 + \nu\Gamma(1+\delta) - \nu\Lambda y\right] = -\nu(1+\delta)^2, \tag{4}$$

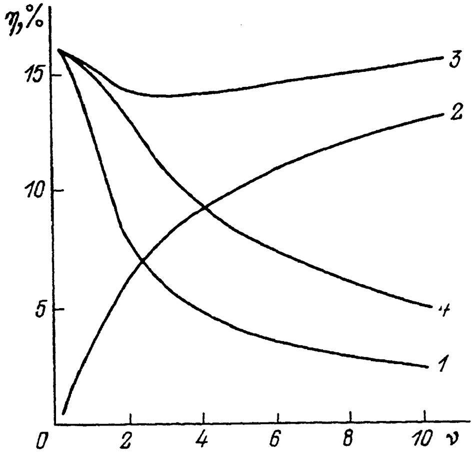


Рис. 2. Зависимости относительных энергетических величин от параметра сильноточности $\nu$: 1 – $\eta_\varepsilon$, 2 – $\eta_\Lambda$, 3 – $\eta$, 4 – $\eta$ при $\Lambda = 0$.

полученного из (1) в предположениях $|\omega| \ll 1$ и $\mathcal{E} \sim exp(iy\xi)$, находим, что при $\Gamma = 0$ и $\delta = 0$ неустойчивость развивается лишь в области значений $\nu < 3\sqrt{3}/2\Lambda^{3/2}$. В противном случае комплексные решения уравнения (4) существуют только для расстроек $\delta > 0$, причем $\delta_{min} \sim \nu\Lambda$, когда $\nu \gg 1$.

С п и с о к   л и т е р а т у р ы


[1] К а р б у ш е в Н.И. // Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1984. № 10. С. 8–12 // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1391–1397.

[2] К у з е л е в М.В., П а н и н В.А., Р у х а д з е А.А., Ф и л и п п ы ч е в Д.С. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 4. С. 228–230 // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 1. С. 104–108.



Поступило в Редакцию
11 декабря 1988 г.



Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

05.4


# ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА НА СВЧ ОТКЛИК В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $Ho$-$Ba$-$Cu$-$O$


Г.А. П е т р а к о в с к и й, Г.С. П а т р и н, Ю.Н. У с т ю ж а н и н, К.А. С а б л и н а, Г.Н. С т е п а н о в


Особенность ВТСП соединений состоит в том, что сверхпроводящие области на границах раздела связаны между собой слабыми