ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9:537.5

ТЕОРИЯ ПОПЕРЕЧНО-НЕОДНОРОДНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ В РЕЖИМЕ КОЛЛЕКТИВНОГО ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА

М. В. Кузелев, В. А. Панин

(кафедра физической электроники)

Работа посвящена как линейной, так и нелинейной теории усиления электромагнитной плазменной волны в поперечно-неоднородной пучково-плазменной системе общего вида в режиме коллективного эффекта Черенкова. Аналитическими и численными методами рассчитаны оптимальная длина и эффективность усиления, выходная мощность электромагнитного излучения.

В последнее время в связи с реализацией мощных плазменных СВЧ-усилителей и генераторов электромагнитного излучения имеется определенный интерес к теоретическим исследованиям поперечно-неоднородных пучково-плазменных систем [1—3].

Известно, что усиление плазменных электромагнитных волн реализуется в режиме коллективного эффекта Черенкова, когда пучок и плазма достаточно далеко разведены в поперечном сечении волновода [4]. Именно эта ситуация и рассмотрена в работе. Подробно исследован случай круглого металлического волновода с тонкими трубчатыми пучком и плазмой. Показано, что в зависимости от тока пучка механизм нелинейной стабилизации определяется разными факторами. Получено общее аналитическое решение задачи (для произвольных токов) и определены важнейшие характеристики усилителя.

Рассмотрим сначала для общности волновод произвольного сечения, в котором находятся полностью замагниченные продольным магнитным полем тонкие пучок электронов и плазма с невозмущенными плотностями вида

$$n_{0b}=S_b\delta(\mathbf{r}_\perp-\mathbf{r}_b)\,n_b,\quad n_{0p}=S_p\delta(\mathbf{r}_\perp-\mathbf{r}_b)\,n_p. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{r}_\perp$ — координата в поперечном сечении волновода, $\mathbf{r}_b$ и $\mathbf{r}_p$ определяют местоположение пучка и плазмы в волноводе, а S_b и S_p — площади их поперечных сечений.

В постановке граничной задачи об усилении колебаний, подаваемых на вход волновода ($z=0$), нелинейное взаимодействие тонких пучка и плазмы в режиме коллективного эффекта Черенкова описывается следующей системой интегро-дифференциальных уравнений [5]:

$$\frac{dy}{d\xi}=\eta,$$

$$\frac{d\eta}{d\xi}=(1+\mu\eta)^{3/2}\left\{\frac{i}{2}\left[\exp\{-iy\}\left(1-i\mu\frac{d}{d\xi}\right)\rho-\text{к. с.}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\nu\left(\varepsilon\exp\{-iy-i\eta_0\xi\}+\text{к. с.}\right)\right\}, \tag{2}$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi}=\nu\rho\exp\{i\eta_0\xi\},$$

$$\rho=\frac{1}{\pi}\int\limits_0^{2\pi}\exp\{iy\}\,dy_0,$$

где ρ — амплитуда возмущений плотности заряда пучка, ε — безразмерная амплитуда, определяющая поперечную компоненту электрического поля усиливаемой плазменной волны, y и η — лагранжевы координаты электронов пучка,

$$\xi=\frac{\omega}{u}\frac{\mu}{2\gamma^2}z, \tag{3}$$

z — координата вдоль оси волновода, u — скорость невозмущенного пучка, а $\gamma=(1-u^2/c^2)^{-1/2}$.

Система уравнений (2) получена и исследована в работе [6] на примере модельных систем в постановке начальной задачи* и зависит от трех параметров: расстройки η_0 (она характеризует отклонение фазовой скорости невозмущенной плазменной волны от скорости пучка u), параметра сильноточности μ и величины ν, определяющей режим взаимодействия пучка с плазмой. Для рассматриваемой здесь модели поперечно-неоднородного пучково-плазменного усилителя эти параметры имеют вид

$$\eta_0=\frac{1}{\mu}\left(1-\frac{1}{\alpha_p}\right),\ \ \mu=(4\gamma^4\alpha_b)^{1/2},\ \ \nu=\tilde{\alpha}^{1/2}\mu^{-1/2}(1-\mu\eta_0), \tag{4}$$

где для волновода произвольного сечения

$$\alpha_b=\frac{\omega_b^2R^2}{u^2\gamma^5}\frac{S_b}{S_w}R_b(x),\ \ \alpha_p=\frac{\omega_p^2R^2}{u^2\gamma^2}\frac{S_p}{S_w}R_p(x),\ \ \tilde{\alpha}=\frac{G^2}{R_bR_p},$$

$$R_j(x)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{k_{\perp n}^2R^2+x^2}\frac{\varphi_n^2(\mathbf{r}_j)}{\|\varphi_n\|^2},\quad j=b,\ p, \tag{5}$$

$$G(x)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{k_{\perp n}^2R^2+x^2}\frac{\varphi_n(\mathbf{r}_b)\,\varphi_n(\mathbf{r}_p)}{\|\varphi_n\|^2},\quad x=\frac{\omega R}{u\gamma}.$$

Здесь R — характерный поперечный размер волновода, S_w — площадь его поперечного сечения, $\varphi_n(\mathbf{r}_j)$ — собственные функции волновода в месте нахождения пучка или плазмы, $\|\varphi_n\|$ — нормы собственных функций, а $k_{\perp n}$ — поперечные волновые числа. Зависимость геометрических факторов R_j и G от x (т. е. фактически от частоты ω) есть следствие нелинейного закона дисперсии пучковых и плазменных волн. Явный вид выражений R_j и G для конкретной геометрии будет приведен ниже.

Величина $\tilde{\alpha}$, определяющая ν, представляет собой параметр связи и характеризует режим взаимодействия пучка и плазмы в зависимости от их взаимного положения в поперечном сечении волновода. Так, если местоположения пучка и плазмы совпадают, то, как видно из (5), $\alpha=1$ (режим сильного взаимодействия [5]), а когда пучок и плазма

---

* Именно этим и объясняется некоторое различие в знаках между системой (2) и уравнениями из [5, 6].

достаточно далеко разведены в пространстве и реализуется коллективный эффект Черенкова, то

$$\tilde{\alpha} \ll 1. \tag{6}$$

В дальнейшем считаем неравенство (6) выполненным. При этом параметр ν может быть порядка 1.

Отметим, что уравнения (2) получены в рамках модели линейной плазмы. Такой подход справедлив, если смещение электронов плазмы в продольном электрическом поле E_z мало по сравнению с длиной волны $k_z^{-1} \approx u/\omega$, т. е. $\lambda_p = (e|E_z|/mk_z u^2) \ll 1$ [5]. Используя безразмерные переменные, критерий линейности плазмы запишем в виде

$$\lambda_p = \frac{1}{2} \tilde{\alpha}^{1/2} \frac{\mu^{3/2}}{4\gamma} |\varepsilon'|, \tag{7}$$

где $\varepsilon' = \nu\varepsilon + i(1 - i\mu d/d\xi)\rho$ — величина, пропорциональная продольной компоненте электрического поля, что хорошо видно из второго уравнения системы (2), в которое по смыслу входит именно продольное поле. Ниже будут приведены числовые значения критерия линейности плазмы.

Система уравнений (2) имеет следующий первый интеграл:

$$\frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \frac{dy_0}{\sqrt{1 + \mu\eta}} + \frac{\mu^2}{8} |\rho|^2 + \frac{\mu}{8} |\varepsilon|^2 = \mathrm{const}, \tag{8}$$

где первое слагаемое в левой части представляет собой изменение потока кинетической энергии электронов пучка, а второе и третье — потоки электромагнитной энергии пучковых и плазменных волн соответственно. Считая далее, что в худшем варианте электромагнитную энергию можно вывести лишь из плазмы, введем величину эффективности преобразования кинетической энергии электронов пучка в энергию излучения, или КПД усиления, в виде

$$K = \frac{\mu}{8} (|\varepsilon|^2 - |\varepsilon_0|^2), \tag{9}$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon|_{\xi=0}$.

В наиболее интересной с практической точки зрения геометрии (круглый металлический волновод радиуса R с тонкими трубчатыми пучком и плазмой) $\varphi_n = J_0(k_{\perp n} r)$, где $k_{\perp n} = \mu_{0n}/R$, а μ_{0n} — корни функции Бесселя нулевого порядка. С помощью формулы Кнезера—Зоммерфельда [7] бесконечные суммы в геометрических факторах вычисляются и величины R_b, R_p, G и $\tilde{\alpha}$ записываются в виде

$$\begin{gathered} R_j(x) = \frac{1}{2} I_0^2(xa_j) T_j, \quad j = b,\ p, \\ G(x) = \frac{1}{2} I_0(xa_b) I_0(xa_p) \begin{cases} T_b, & a_p \leqslant a_b, \\ T_p, & a_p \geqslant a_b, \end{cases} \\ \tilde{\alpha} = \begin{cases} \dfrac{T_b}{T_p}, & a_p \leqslant a_b, \\ \dfrac{T_p}{T_b}, & a_p \geqslant a_b, \end{cases} \\ T_j = \frac{K_0(xa_j)}{I_0(xa_j)} - \frac{K_0(x)}{I_0(x)}, \end{gathered} \tag{10}$$

где K_0, I_0 — функции Бесселя мнимого аргумента, $a_b=r_b/R$, $a_p=r_p/R$, а r_b и r_p — радиусы тонких трубчатых пучка и плазмы соответственно.

Параметр сильноточности μ, зависящий через α_b от плотности пучка и определяющий механизм усиления плазменных волн, удобно выразить через ток пучка J_b и предельный вакуумный ток J_0 [5]:

$$\mu=\left[4\,\frac{J_b}{J_0}\,\gamma^2\left(\frac{\gamma^{2/3}-1}{\gamma^2-1}\right)^{3/2}\frac{R_b(x)}{R_b(0)}\right]^{1/2}, \tag{11}$$

причем в пределе малых частот ($x\ll 1$) и больших γ величина $\mu=(4J_b/J_0)^{1/2}$. Отметим, что при $\tilde{\alpha}\ll 1$, когда пучок и плазма достаточно далеко разведены в поперечном сечении волновода, условия транспортировки пучка определяются следующими факторами. При $r_b<r_p$ максимально возможный ток пучка соответствует предельному вакуумному току для волновода с $R=r_p$, и плазма выполняет в этом случае роль металлической поверхности. Если $r_b>r_p$, то максимально возможный ток для транспортировки пучка вычисляется из модели двух коаксиальных металлических поверхностей. При этом $J_{\max}\sim 2\div 3\,J_0$. Мы здесь пользуемся понятием предельного вакуумного тока тонкого трубчатого пучка исходя больше из традиций, сложившихся как в вакуумной, так и в плазменной СВЧ-электронике.

В линейном приближении, когда $\varepsilon\sim\varepsilon_0\exp(i\delta\xi)$, где в соответствии с (3) $\delta=(u/\omega)(2\gamma^2/\mu)\delta k_z$, а δk_z — размерный коэффициент усиления, из системы уравнений (2) следует дисперсионное уравнение [4]

$$[\delta^2-(1+\mu\delta)](\delta+\eta_0)=-\nu^2. \tag{12}$$

Из квадратной скобки дисперсионного уравнения (12) легко находятся величины

$$\delta_{1,2}=\frac{1}{2}\,\mu\left(1\pm\sqrt{1+\frac{4}{\mu^2}}\right), \tag{13}$$

которые определяют спектры медленной и быстрой пучковых волн, причем в граничной задаче знак «+» соответствует медленной волне. Для слаботочных пучков, когда $J_b\ll J_0$, то $\delta_{1,2}\approx\pm 1$, а когда $J_b\gg J_0$, то $\delta_1\approx\mu$, $\delta_2\approx-1/\mu$ [4].

Известно, что усиление в режиме коллективного эффекта Черенкова относится к взаимодействию типа волна—волна и реализуется, когда фазовая скорость невозмущенной плазменной волны v_{ph} порядка фазовой скорости медленной пучковой волны v_b или в переменных (4) $\eta_0\approx-\delta_1$. Отметим, что при точном равенстве реализуется режим максимального усиления. В этом случае, используя представление $\delta=\delta_1+\delta'$, найдем из (12) мнимую часть коэффициента усиления:

$$\delta'=-i\,\frac{\nu}{(4+\mu^2)^{1/4}}. \tag{14}$$

Выражение (14) справедливо, если выполнено неравенство

$$\nu\ll(4+\mu^2)^{3/4}. \tag{15}$$

При нарушении неравенства (15) коллективный эффект Черенкова невозможен и происходит переход от взаимодействия типа волна—волна к взаимодействию типа волна—частица [4].

В случае слаботочных пучков ($\mu \ll 1$ или $J_b \ll J_0$) формула (14) упрощается и коэффициент усиления записывается в виде [4]

$$\delta = 1 - i\,\nu/\sqrt{2}, \tag{16}$$

а неравенство (15) преобразуется к следующему:

$$\nu \ll 2\sqrt{2}. \tag{17}$$

В противоположном пределе, когда $\mu \gg 1$, имеем

$$\delta = \mu - i\,\nu/\sqrt{\mu} \tag{18}$$

и соответствующее условие применимости формулы (18)

$$\nu \ll \mu^{3/2}. \tag{19}$$

Нелинейная стабилизация усиления в режиме коллективного эффекта Черенкова, как показано в [5], определяется тремя физическими эффектами, а конкуренция их между собой сильно зависит от параметров μ и ν (или от тока пучка J_b и параметра связи $\tilde{\alpha}$). Рассмотрим наиболее интересные предельные случаи, когда преимущественное влияние имеет только один из возможных механизмов.

Если $\nu \leqslant 1$ (это не означает, что нарушено условие (6)), то при довольно широком диапазоне изменения параметра μ (важно, чтобы не было нарушено неравенство (15)) усиление стабилизируется вследствие захвата электронов полем медленной пучковой волны и ее опрокидывания [5]. Исследование системы уравнений (2) в этом случае возможно только численными методами. Расчеты проводились при следующих фиксированных параметрах: $\gamma=2$; $R=1{,}8$ см; $r_p=0{,}9$ см ($a_p=0{,}5$); $\omega_p=25\cdot 10^{10}$ с$^{-1}$; $\omega=7{,}78\cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ ($x=2{,}7$); $r_b=1{,}44$ см ($a_b=0{,}8$), которые соответствуют реальной экспериментальной ситуации [8]. При этом ток пучка является свободным параметром.

В случае, когда $(J_b/J_0)=0{,}1$ ($\mu=0{,}31$; $\nu=0{,}91$), при входной мощности $P_0 \simeq 180$ кВт оптимальная длина усиления составляет $z_{\max} \simeq 63$ см, $K_{\max} \simeq 23\%$, а выходная мощность излучения $P_{\text{ex}} \simeq 200$ МВт. При увеличении тока, когда $J_b/J_0=0{,}5$ ($\mu=0{,}7$; $\nu=0{,}79$), и неизменной входной мощности P_0, имеем $z_{\max} \simeq 52$ см, $K_{\max} \simeq 31\%$, а $P_{\text{ex}} \simeq 1300$ МВт. И наконец, если $(J_b/J_0)=1$ ($\mu=0{,}98$; $\nu=0{,}77$), при $P_0 \simeq 180$ кВт имеем $z_{\max} \simeq 48$ см, $K_{\max} \simeq 4\%$, а $P_{\text{ex}} \simeq 340$ МВт. Уменьшение КПД, а следовательно, и выходной мощности в последнем случае связано с тем, что в данной серии расчетов частота x фиксировалась и при изменении тока условие максимального усиления ($\eta_0 = -\delta_1$) нарушалось. Во всех расчетах $\tilde{\alpha} \simeq 0{,}15$, а критерий линейности плазмы выполняется: $\lambda_p \sim 0{,}1$.

В случае, когда параметр $\nu \ll 1$, то независимо от величины μ процесс усиления плазменной волны стабилизируется эффектом нелинейного сдвига частоты [9]. Это соответствует учету в уравнениях (2) лишь нелинейностей кубического типа и позволяет получить аналитическое решение задачи [10]. Отметим, что в зависимости от тока пучка J_b (или параметра μ) кубические нелинейности имеют различное происхождение. Так, для слаботочных пучков ($J_b \ll J_0$) основной вклад в нелинейный сдвиг частоты дает торможение пучка [5, 10, 11], а в противоположном пределе больших токов стабилизация усиления определяется в основном изменением импульса или релятивистской зависимостью частоты ленгмюровских колебаний пучка от их амплитуды [6, 11]. Для промежуточных значений токов оба механизма дают вклад в нелинейную динамику усиления.

Для получения уравнений, содержащих лишь кубические нелинейности, используем метод разложения по траекториям и импульсам электронов, предложенный в работах [10, 11]. Введем импульс электрона

$$p=(1+\mu\eta)^{-1/2} \tag{20}$$

и представим его координату и импульс в виде [10, 11]

$$\begin{aligned} &y=y_0+w(\xi)+\tilde{y}(\xi,\ y_0), \quad |\tilde{y}|\ll 1,\\ &p=\langle p\rangle+(1/2)\mu\,[A(\xi)\exp\{-iy\}+\text{к. с.}], \end{aligned} \tag{21}$$

где $w(\xi)$ и $\langle p\rangle$ описывают постоянное смещение и средний импульс электрона соответственно, а $\tilde{y}$ и $A(\xi)$ — их осцилляции. Подставим представления (20), (21) в уравнения (2), проинтегрируем с помощью теории вычетов по y_0 и, производя далее разложение по амплитудам волн с точностью до кубических нелинейностей включительно, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} &\frac{dw}{d\xi}=\frac{1}{4}[(\mu|\rho|^2+|\varepsilon|^2-|\varepsilon_0|^2)+6\mu|A|^2],\\ &\frac{d\rho}{d\xi}=-2i\left[1+\frac{3}{8}\mu\,(\mu|\rho|^2+|\varepsilon|^2-|\varepsilon_0|^2)+\frac{3}{2}\mu^2|A|^2\right]A,\\ &\frac{dA}{d\xi}=-\frac{i}{2}\exp\{-iw\}\left(1-i\mu\frac{d}{d\xi}\right)\tilde{\rho}-\frac{1}{2}\nu\varepsilon\exp\{-iw\},\\ &\frac{d\varepsilon}{d\xi}+i\eta_0\varepsilon=\nu\rho,\\ &\tilde{\rho}=\rho\exp\{iw\}. \end{aligned} \tag{22}$$

Исключая A из системы (22) и переходя с помощью представления

$$\varepsilon=\varepsilon'\exp\{-i\eta_0\xi-iw\}, \qquad \tilde{\rho}=\rho'\exp\{-i\eta_0\xi-iw\} \tag{23}$$

к медленно меняющимся амплитудам ε' и ρ', запишем уравнения (22) в виде (штрихи далее опускаем):

$$\begin{aligned} &\frac{d\varepsilon}{d\xi}=\nu\rho,\\ &\frac{d\rho}{d\xi}-i\,\Delta\rho=-\frac{\nu}{2\eta_0+\mu}\,\varepsilon,\\ &\Delta=\frac{3}{8}\eta_0^2\,\frac{2\,(\mu\eta_0-4/3)-\mu\eta_0\,(\mu\eta_0-2)}{2\eta_0+\mu}|\rho|^2. \end{aligned} \tag{24}$$

Здесь Δ — нелинейная расстройка, обусловленная нелинейным сдвигом частоты, а $\eta_0=-\delta_1$.

Решения системы уравнений (24) стандартным образом выражаются через эллиптические функции и имеют вид ($\rho=|\rho|$, $\varepsilon=|\varepsilon|$)

$$\rho^2=\rho^2_{\max}\frac{\mathrm{sn}^2(y,\ r)}{1+(\varepsilon^2_{\max}/\varepsilon^2_0)\,\mathrm{cn}^2(y,\ r)}, \quad \varepsilon^2=\frac{\varepsilon^2_{\max}}{1+(\varepsilon^2_{\max}/\varepsilon^2_0)\,\mathrm{cn}^2(y,\ r)}, \tag{25}$$

где

$$r=1-\frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon^2_{\max}}, \quad y=\frac{\nu}{(4+\mu^2)^{1/4}}\,\xi, \tag{26}$$

$$\rho_{max}=4\sqrt{\frac{2}{3}\,\frac{\nu^{1/2}(4+\mu^2)^{1/8}}{\eta_0\left[2\,(4/3-\mu\eta_0)-\mu\eta_0\,(2-\mu\eta_0)\right]^{1/2}}},$$

$$\varepsilon_{max}=4\sqrt{\frac{2}{3}\,\frac{\nu^{1/2}(4+\mu^2)^{3/8}}{\eta_0\left[2\,(4/3-\mu\eta_0)-\mu\eta_0\,(2-\mu\eta_0)\right]^{1/2}}}.$$

Расстояние, на котором амплитуды ρ и ε достигают своего максимального значения, определяется выражением

$$\xi_0=\frac{(4+\mu^2)^{1/4}}{\nu}\ln\left(2\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_0}\right), \tag{27}$$

а эффективность преобразования кинетической энергии пучка в энергию излучения, или КПД, и формула для выходной мощности излучения имеют вид

$$K=\frac{\mu}{8}\sqrt{4+\mu^2}\,\rho^2,\quad P_{вх}=\frac{mc^2}{e}(\gamma-1)\,J_bK. \tag{28}$$

В случае слаботочных пучков, когда $\mu\ll 1$ и основным механизмом нелинейной стабилизации является торможение пучка, выражения (25)—(28) существенно упрощаются:

$$y=\frac{\nu}{\sqrt{2}}\,\xi,\quad \xi_0=\frac{\sqrt{2}}{\nu}\ln\left(2\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_0}\right),$$

$$\rho_{max}=2\sqrt[4]{2}\,\nu^{1/2},\quad \varepsilon_{max}=2\left(2\sqrt{2}\right)^{1/2}\nu^{1/2}, \tag{29}$$

$$K_{max}=\sqrt{2}\,\mu\nu\simeq 1{,}5\tilde{\alpha}^{1/2}\,\frac{R_b(x)}{R_b(0)}\left(\frac{J_b}{J_0}\right)^{1/4}.$$

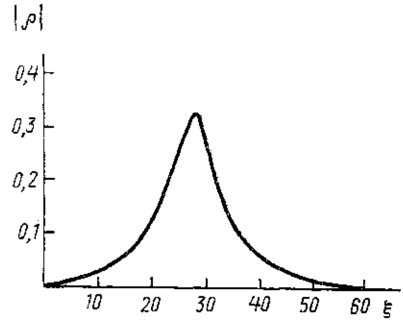
Для сильноточных пучков, когда $\mu\gg 1$ и основной вклад в нелинейный сдвиг частоты дает релятивистская зависимость частоты ленгмюровских колебаний пучка от их амплитуды, формулы (25)—(28) имеют вид

$$y=\frac{\nu}{\sqrt{\mu}}\,\xi,\quad \xi_0=\frac{\sqrt{\mu}}{\nu}\ln\left(2\sqrt{2}\,\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_0}\right),$$

$$\rho_{max}=4\sqrt{\frac{2}{3}}\,\nu^{1/2}\mu^{-11/4},\quad \varepsilon_{max}=4\sqrt{\frac{2}{3}}\,\nu^{1/2}\mu^{-9/4}, \tag{30}$$

$$K_{max}=\frac{4}{3}\,\nu\mu^{-7/2}\simeq\tilde{\alpha}^{1/2}\,\frac{R_b(0)}{R_b(x)}\,\frac{J_0}{J_b}.$$

Отметим, что справедливость использованного выше аналитического метода подтверждается прямым численным моделированием исходной системы уравнений (2). На рисунке в качестве примера изображена пространственная динамика величины $|\rho|$ ($|\varepsilon|$ ведет себя аналогично) при следующих параметрах системы: $\gamma=2$; $R=1{,}8$ см; $r_p=0{,}9$ см; $r_b=1{,}44$ см; $\varkappa=4{,}5$; $\omega_p=25\cdot 10^{10}$ с$^{-1}$; $J_b/J_0=3$. В этом случае $\mu=1{,}48$; $\nu=0{,}64$. Вид-



Пространственная динамика величины $|\rho|$ для $J_b/J_0=3$

но, что решение имеет «солитонный» характер в соответствии с формулами (25), а $|\rho|_{max}\simeq0{,}32$. Из общего аналитического выражения (26) следует: $\rho_{max}\simeq0{,}34$. Впервые такие численные решения на примере более простой пучково-плазменной системы получены в работе [6].

В заключение отметим, что использование поперечно-неоднородных пучково-плазменных волноводов в режиме коллективного эффекта Черенкова, как следует из результатов работы, позволит реализовать эффективные усилительные устройства микроволнового диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Кузелев М. В., Мухаметзянов Ф. Х., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы. 1983. **9**, № 6. С. 1137. [2] Кузелев М. В., Мухаметзянов Ф. Х., Рабинович М. С. и др. // ЖЭТФ. 1982. **83**, № 10. С. 1358. [3] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. и др. // Физика плазмы. 1987. **13**, № 11. С. 1370. [4] Александров А. Ф., Кузелев М. В., Халилов А. Н. // Физика плазмы. 1988. **14**, № 4. С. 455. [5] Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М., 1990. [6] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Санадзе Г. В. // ЖЭТФ. 1985. **89**, № 5 (11). С. 1620. [7] Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. М., 1949. Ч. 1. [8] Кузелев М. В., Романов Р. В., Селиванов И. А. и др. Препринт ИОФ АН СССР. № 23. М., 1991. [9] Вильхельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М., 1981. [10] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Бобылев Ю. В., Панин В. А. // ЖЭТФ. 1986. **91**, № 5 (11). С. 1620. [11] Кузелев М. В., Панин В. А., Плотников А. П., Рухадзе А. А. // ЖЭТФ. 1989. **96**, № 3 (9). С. 865.

Поступила в редакцию
10.07.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 5

УДК 621.385.6

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ НАКАЧКИ НА ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ОНДУЛЯТОРАХ С ВЕДУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. А. Кубарев

(кафедра физической электроники)

Для реализации оптимальных режимов излучения винтовых пучков релятивистских электронов требуется определенное значение их питч-фактора. При этом наличие поперечной неоднородности поля накачки в реальных ондуляторах приводит к двум основным следствиям: расширению нелинейного резонанса и дрейфу ведущих центров частиц. Развита теория этих эффектов для симметричных и несимметричных ондуляторов с однородным ведущим магнитным полем.

Магнитные ондуляторы различных конструкций [1] широко используются для формирования криволинейных пучков релятивистских электронов, применяемых в СВЧ-устройствах с поперечным взаимодействием. Наложение ведущего магнитного поля в области транспортировки пучка и реализация режима резонансной накачки позволяет существенно снизить требуемую величину ондуляторного поля [2]. При этом наибольший поперечный импульс частиц достигается в случае неадиабатических ондуляторов.

Для уменьшения скоростного разброса электронов необходимо обеспечить минимальную неоднородность поля накачки на толщине пучка h, что может быть реализовано в ондуляторах симметричной — плоской [1] или коаксиальной [3] — конструкции при инжекции реля-