ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 7 *РАДИОФИЗИКА* *1987*

УДК 538.561

К ТЕОРИИ ДИОКОТРОННОЙ И ДРЕЙФОВО-ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Н. И. Карбушев

Проводится совместное исследование диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостей трубчатого релятивистского электронного пучка. Показано, что условия возникновения обеих неустойчивостей могут быть выполнены одновременно, но диокотронная неустойчивость является доминирующей вследствие большей величины инкремента нарастания. Найдено, что ионная «шуба», выступающая вне пучка, приводит к увеличению инкремента нарастания дрейфово-пучковой неустойчивости и практически не влияет на условия ее развития. Наличие ионов внутри полости трубчатого РЭП увеличивает инкремент нарастания диокотронной неустойчивости и способствует облегчению выполнения условий ее возникновения. Возмущения с азимутальным волновым числом $|l|=1$ могут при этом стать неустойчивыми.

Введение. Исследование неустойчивостей релятивистских электронных пучков (РЭП) представляет значительный интерес для коллективных методов ускорения [1], а также для ряда других приложений. Реализации стабильной транспортировки РЭП во внешнем магнитном поле при наличии ионного фона, в частности, могут помешать диокотронная [2] и дрейфово-пучковая (тококонвективная) [3, 4] неустойчивости. Их изучению посвящен ряд теоретических работ в литературе [5–9], в которых были найдены инкременты нарастания и пороговые токи или длины пучка в различных условиях. Диокотронная неустойчивость РЭП наблюдалась также экспериментально [10–12].

Вместе с тем до сих пор диокотронная и дрейфово-пучковая неустойчивости не рассматривались совместно, и не найдено соотношение между ними, хотя в линейном приближении они описываются единым уравнением. Более того, при рассмотрении дрейфово-пучковой неустойчивости в теоретической модели пучок всегда предполагался имеющим сплошную цилиндрическую конфигурацию, тогда как конфигурация РЭП в экспериментах чаще бывает трубчатой [13]. При рассмотрении же диокотронной неустойчивости учитывалось влияние ионов фона только на равновесное дрейфовое вращение РЭП, но не учитывалось их колебательное движение. Представляет также интерес исследование влияния ионной «шубы» (выступающей вне пучка части ионного фона) на развитие дрейфово-пучковой неустойчивости. Такое различие в радиусах РЭП и ионного фона может иметь место вследствие различия в степени замагниченности электронов и ионов. Кроме того, при коллективном ускорении ионов трубчатыми РЭП [14] всегда присутствуют ионы также и внутри полости пучка. Их влияние на развитие диокотронной неустойчивости может оказаться весьма существенным [15]. Все перечисленные эффекты для диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостей исследуются ниже в настоящей работе.

Исследования проводятся на основе уравнения для эффективного потенциала $\Phi=\varphi-A_z u/c$ малых возмущений [9]

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\varepsilon_l\frac{\partial\Phi}{\partial r}-\varepsilon_l\frac{l^2}{r^2}\Phi-\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)\left(\varepsilon_l-\frac{\omega_b^2}{\gamma^3\tilde{\omega}^2}\right)\Phi=\frac{l\Phi}{\gamma^2\tilde{\omega}\Omega r}\frac{d\omega_b^2}{dr}, \quad (1)$$

где φ и A_z — скалярный потенциал и продольная составляющая векторного потенциала, возмущения во времени t и цилиндрических координатах r, θ, z имеют вид $f(r)\exp(-i\omega t+ikz+il\theta)$, ω — частота, k — волновой вектор, l — азимутальное волновое число, $\varepsilon_i=1-\omega_i^2/\omega^2$, $\omega_{b,i}=(4\pi e^2 n_{b,i}/m_{e,i})^{1/2}$ — электронная и ионная ленгмюровские частоты, e — заряд электрона (ионы предполагаются однозарядными), $m_{e,i}$ — их массы, $n_{b,i}$ — плотности электронов пучка и ионов фона, $\tilde{\omega}=\omega-ku-l\omega_e$, $\omega_e(r)$ — азимутальная дрейфовая угловая скорость вращения пучка, обусловленная его собственными полями в равновесном состоянии, Ω — нерелятивистская электронная циклотронная частота, u и $\gamma=(1-u^2/c^2)^{-1/2}$ — скорость и релятивистский фактор электронов, c — скорость света. Уравнение (1) справедливо в условиях, когда колебательное движение электронов пучка замагничено, ионов фона — не замагничено, а скорость вращения электронов — нерелятивистская. При рассмотрении диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостей в левой части уравнения (1) можно пренебрегать последним членом. Уравнение (1) дополняется граничными условиями, накладываемыми на эффективный потенциал на оси пучка $r=0$, на внутреннем $r=r_b$ и внешнем $r=R_b$ его радиусах, на границе ионного фона $r=R_i$ и на металлической стенке волновода $r=R$:

$$|\Phi|_{r=0}<\infty,\quad \Phi|_{r=R}=0,\quad \{\Phi\}_{r=r_b,R_b,R_i}=0,\quad \left\{\varepsilon_i\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right\}_{r=R_i}=0,$$
$$\left\{\varepsilon_i\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right\}_{r=r_b}=\frac{2l\omega_d}{r_b\tilde{\omega}(r_b)}\Phi(r_b),\quad \left\{\varepsilon_i\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right\}_{r=R_b}=-\frac{2l\omega_d}{R_b\tilde{\omega}(R_b)}\Phi(R_b), \tag{2}$$

где $\omega_d=\omega_b^2/2\gamma^2\Omega$. Плотности пучка и фона предполагаются однородными, а их границы резкими. В наших предположениях $\omega_d\gg\omega_i$.

1. Соотношение между диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостями. Вначале рассмотрим соотношение между диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостями РЭП. Для этого будем считать пучок трубчатым, а границы пучка и фона совпадающими ($R_i=R_b$). Ионов внутри полости пучка нет, и выполняется соотношение $f=n_i/n_e=\text{const}$. Тогда решение уравнения (1), удовлетворяющее двум первым из граничных условий (2), имеет вид

$$\Phi=\begin{cases}Ar^{|l|}, & r<r_b\\ Br^{|l|}+Cr^{-|l|}, & r_b<r<R_b,\\ D(r^{-|l|}-r^{|l|}R^{-2|l|}), & R_b<r<R\end{cases} \tag{1.1}$$

где A, B, C и D — некоторые коэффициенты. Использование остальных граничных условий (2), с учетом того, что $\omega_e(r)=-\omega_d(1-\gamma^2 f)\times(1-r_b^2/r^2)$ (f — степень компенсации заряда пучка ионами фона), приводит к дисперсионному соотношению

$$A_0-A_1\frac{\omega_i^2}{2\omega^2}+A_2\left(\frac{\omega_i^2}{2\omega^2}\right)^2=0, \tag{1.2}$$

в котором

$$A_0=x^2+b_0x+c_0,\quad A_1=a_1x^2+b_1x+c_1,\quad A_2=x(a_2x+b_2),$$
$$x=l(\omega-ku)/|l|\omega_d,\quad b_0=\alpha+s(1-\tau),\quad c_0=\alpha(1-\tau s)-(1-\tau)(1-s),$$
$$a_1=2-s(1-\tau),\quad b_1=\alpha a_1,\quad c_1=\alpha(1+\tau)(1-s),$$
$$a_2=(1-\tau)(1-s),\quad b_2=\alpha a_2, \tag{1.3}$$
$$\alpha=|l|(1-\gamma^2 f)(1-r_b^2/R_b^2),\quad \tau=(r_b/R_b)^{2|l|},\quad s=(R_b/R)^{2|l|}.$$

При неподвижных ионах фона ($\varepsilon_i=1$) из (1.2) следует [2]

$$2x = -b_0 \pm \sqrt{b_0^2 - 4c_0}, \tag{1.4}$$

а в случае $4c_0 > b_0^2$ — выражение для инкремента нарастания диокотронной неустойчивости

$$\operatorname{Im}\omega = (|\omega_d|/2)[4\tau(1-s)^2 - (2-\alpha-s-s\tau)^2]^{1/2}. \tag{1.5}$$

Диокотронная неустойчивость возникает в условиях

$$2\sqrt{\tau}(1-s) > |2-\alpha-s(1+\tau)|, \tag{1.6}$$

когда $\operatorname{Im}\omega \neq 0$, что может быть выполнено лишь в случае $|l| \geqslant 2$ и $\gamma^2 f < 1$. Учет колебательного движения ионов приводит к малым поправкам к инкременту (1.5) порядка $\omega_i^2/\omega_d^2 \ll 1$ и к изменению условия возникновения неустойчивости (1.6) на величину порядка $\omega_i/\omega_d \ll 1$.

При нарушении условия (1.6) диокотронная неустойчивость не возникает, а оба значения x, определяемые из (1.4), являются действительными величинами. Тогда могут существовать условия для возникновения дрейфово-пучковой неустойчивости. Полагая $|\omega| \ll |k|u$ и $A_0 \neq 0$, из (1.2) находим

$$\omega = \pm \frac{\omega_i}{2}\left(\frac{A_1 \pm \sqrt{A_1^2 - 4A_0A_2}}{A_0}\right)^{1/2}, \tag{1.7}$$

где значения $A_{0,1,2}$ взяты при $\omega=0$. Два из решений (1.7) являются чисто мнимыми комплексно-сопряженными, если величина волнового вектора находится в интервале

$$b_0 - \sqrt{b_0^2 - 4c_0} \leqslant 2\frac{l}{|l|}\frac{ku}{\omega_d} \leqslant b_0 + \sqrt{b_0^2 - 4c_0}. \tag{1.8}$$

Максимумы инкремента нарастания достигаются на границах интервала (1.8), когда $A_0 \approx 0$. При этом

$$\operatorname{Im}\omega = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}(\omega_i^2|\omega_d|A_\pm)^{1/3}, \tag{1.9}$$

где

$$A_\pm = \left|A_1\left(\frac{\partial A_0}{\partial x}\right)^{-1}\right| = \tag{1.10}$$

$$= \frac{1}{2}|a_1b_0 - b_1 \pm [b_0(b_1 - a_1b_0) + 2(a_1c_0 - c_1)](b_2^0 - 4c_0)^{-1/2}|.$$

Неравенства (1.8) позволяют найти пороговый ток дрейфово-пучковой неустойчивости для трубчатого РЭП длины L:

$$I_{\text{пор}} \approx 53{,}4(\gamma^2-1)(|\Omega|/cL)(R_b^2 - r_b^2)\min|b_0 \pm \sqrt{b_0^2 - 4c_0}|^{-1}, \text{ кА}, \tag{1.11}$$

если полагать, что $|k|_{\min} = \pi/L$.

Формулы (1.9)—(1.11) в случае сплошного цилиндрического РЭП ($\tau=0$) переходят в известные [9]. Тогда имеем $A_+ = (1-s)^2$,

$$\operatorname{Im}\omega = (\sqrt{3}/2^{4/3})(\omega_i^2|\omega_d|)^{1/3}(1-s)^{2/3},$$

$$I_{\text{пор}} \approx 26{,}7(\gamma^2-1)\frac{|\Omega|R_b^2}{cL}\left|1 - \frac{R_b^{|l|}}{R^{2|l|}} + |l|(\gamma^2 f - 1)\right|^{-1}, \text{ кА}. \tag{1.12}$$

Интересно отметить, что диокотронная неустойчивость в трубчатом РЭП, непосредственно прилегающем к стенкам волновода ($s=1$), невозможна, тогда как для дрейфово-пучковой неустойчивости получаем $A_+ = (1-\tau^2)$,

$$\operatorname{Im}\omega = (\sqrt{3}/2^{4/3})\,[\omega_i^2\,|\omega_d|\,(1-\tau^2)]^{1/3},$$
$$I_{\text{пор}} \approx 26,7\,(\gamma^2-1)\,\frac{|\Omega|}{cL}\,\frac{R^2-r_b^2}{1-r_b^{2|l|}R^{-2|l|}},\ \text{кА}. \tag{1.13}$$

Неустойчивость при этом обусловлена азимутальным дрейфовым током электронов на внутренней поверхности пучка.

Инкремент нарастания дрейфово-пучковой неустойчивости (1.9) в общем случае оказывается меньше инкремента нарастания диокотронной (1.5). Поэтому если выполнено условие (1.6), то диокотронная неустойчивость РЭП оказывается доминирующей. Диокотронная неустойчивость носит конвективный характер, поскольку в ней положительная обратная связь осуществляется между проскальзывающими друг относительно друга в азимутальном направлении слоями электронов. Электроны в каждом сечении сносятся со скоростью пучка, а связь между различными сечениями отсутствует. Вследствие этого соотношение (1.4) фактически определяет не временной, а пространственный инкремент в коэффициенте усиления первоначальных возмущений пучка. Данное обстоятельство приводит к существованию порогового тока диокотронной неустойчивости РЭП конечной длины [6, 16]:

$$I_{\text{пор}} \approx 17\,(\gamma^2-1)\,(|\Omega|/cL)\,(R_b^2-r_b^2)\times$$
$$\times[4\tau(1-s)^2-(2-\alpha-s-s\tau)^2]^{-1/2},\ \text{кА}, \tag{1.14}$$

при превышении которого амплитуда возмущений на коллекторе пучка $z=L$ становится заметной. В отличие от диокотронной дрейфово-пучковая неустойчивость носит абсолютный характер, так как в ней положительная обратная связь осуществляется покоящимися ионами. Поэтому с превышением порогового тока (1.11) происходит нарастание возмущений по всей длине пучка с временным инкрементом (1.9).

2. Влияние ионной «шубы» на развитие дрейфово-пучковой неустойчивости. Исследуем теперь дрейфово-пучковую неустойчивость при наличии ионной «шубы», когда $R_i > R_b$. Для простоты будем считать пучок сплошным, т. е. $r_b=0$. В таком случае азимутальная угловая скорость дрейфового вращения пучка равна $\omega_e(r) = -\omega_d(1-\gamma^2 f) = \text{const}$, а решение уравнения (1), удовлетворяющее двум первым из граничных условий (2), принимает вид

$$\Phi = \begin{cases} Ar^{|l|}, & r<R_b \\ Br^{|l|}+Cr^{-|l|}, & R_b<r<R_i \\ D\,(r^{-|l|}-r^{|l|}R^{-2|l|}), & R_i<r<R \end{cases}. \tag{2.1}$$

Подстановка решения (2.1) в остальные граничные условия (2) приводит к дисперсионному соотношению

$$\varepsilon_i\left(1-\frac{R_i^{2|l|}}{R^{2|l|}}\right)\left[\varepsilon_i-\frac{l\omega_d}{|l|\tilde{\omega}}\left(1+\frac{R_b^{2|l|}}{R_i^{2|l|}}\right)\right]+\left(1+\frac{R_i^{2|l|}}{R^{2|l|}}\right)\times$$
$$\times\left[\varepsilon_i-\frac{l\omega_d}{|l|\tilde{\omega}}\left(1-\frac{R_b^{2|l|}}{R_i^{2|l|}}\right)\right]=0. \tag{2.2}$$

Анализ дисперсионного соотношения (2.2) в общем случае доволь-

но сложен. Однако можно существенно упростить задачу, сделав вполне разумное предположение о малой толщине «шубы», когда

$$\delta = R_i/R_b - 1 \ll 1/2|l| . \tag{2.3}$$

Для тонкой «шубы» дисперсионное соотношение (2.2) с точностью до малой величины δ в первой степени преобразуется к виду

$$(1-s)^{-1} - \frac{l\omega_d}{|l|\tilde{\omega}} - \frac{\omega_i^2}{2\omega^2}\left\{1 + 2|l|\frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{1+s^2}{(1-s)^2} - \frac{\omega_i^2}{2\omega^2}\right]\right\} = 0, \tag{2.4}$$

где для s сохранено обозначение (1.3). Уравнения (2.2), (2.4) при $R_i = R_b$ переходят в известное [9].

Добавка в фигурных скобках уравнения (2.4), пропорциональная δ, всегда положительна. В области значений волнового вектора

$$|ku + l\,\omega_d(\gamma^2 f - 1)| < |\omega_d|(1-s) \tag{2.5}$$

инкремент нарастания неустойчивости оказывается пропорциональным ω_i, а в точке

$$k = -\frac{l\omega_d}{|l|u}[1 - s + |l|(\gamma^2 f - 1)] \tag{2.6}$$

достигает своего максимального значения:

$$\operatorname{Im}\omega = (\sqrt{3}/2^{4/3})(\omega_i^2|\omega_d|)^{1/3}(1-s)^{2/3}[1+2|l|\,\delta(1+s^2)(1-s)^{-2}]^{1/3}. \tag{2.7}$$

Сравнение выражений (2.7) и (1.12) показывает, что ионная «шуба» малой толщины приводит к незначительному увеличению инкремента нарастания дрейфово-пучковой неустойчивости. Она, в принципе, эквивалентна простому увеличению плотности ионного фона в $1 + 2|l|\delta(1+s^2)(1-s)^{-2}$ раз без изменения его радиуса.

Возможна следующая трактовка физики данного явления. Ионный фон играет роль среды, которая обеспечивает положительную обратную связь, приводящую к дрейфово-пучковой неустойчивости РЭП. Увеличение числа ионов за счет плотности фона либо «шубы» означает усиление обратной связи и более быстрое развитие неустойчивости. В то же время пороговые условия дрейфово-пучковой неустойчивости определяются в соответствии с (2.5) практически только пучком и совпадают с (1.12). Наличие ионной «шубы» вносит поправку в пороговый ток существенно меньшую, чем в инкремент нарастания.

3. Влияние ионов внутри полости трубчатого электронного пучка на развитие диокотронной неустойчивости. Пусть кроме ионов в сечении трубчатого РЭП имеются также положительно заряженные ионы внутри полости $r<r_b$ с плотностью $gn_b = \text{const}$. Пренебрежем их колебательным движением и определим, какое они оказывают влияние на развитие диокотронной неустойчивости.

В первую очередь под воздействием ионов внутри полости изменится равновесное состояние пучка. Так как ионы создают радиальное электрическое поле, азимутальная скорость дрейфового вращения электронов в равновесии будет иной; в частности, электроны на внутренней поверхности пучка $r=r_b$ также начнут вращаться. По аналогии с [2] находим, что

$$\omega_e(r) = -\omega_d[(1-\gamma^2 f)(1-r_b^2/r^2) - \gamma^2 g r_b^2/r^2]. \tag{3.1}$$

Из (3.1) следует, что $\omega_e(r_b) = \omega_d\gamma^2 g \neq 0$. Изменение равновесного состояния влечет за собой изменение условий развития его возмущений.

Решение уравнения (1) в данном случае имеет такой же вид, как и (1.1). Использование граничных условий (2) с учетом (3.1) и в предположении $\varepsilon_i = 1$ приводит к дисперсионному соотношению

$$x^2+ax+b=0 \tag{3.2}$$

с коэффициентами

$$a=\alpha+s(1-\tau)-|l|\gamma^2 g(1+r_b^2/r^2)\,,$$

$$b=\alpha(1-\tau s)-(1-\tau)(1-s)+|l|\gamma^2 g[1-s-\alpha-(r_b/R_b)^2\times \times(1-\tau s-|l|\gamma^2 g)]\,, \tag{3.3}$$

где величины α, τ, s совпадают с введенными в (1.3). Корни уравнения (3.2) равны

$$2x=-a\pm\sqrt{a^2-4b}\,, \tag{3.4}$$

откуда в условиях

$$2\sqrt{\tau}\,(1-s)>|2-\alpha-s(1+\tau)-|l|\gamma^2 g(1-r_b^2/R_b^2)| \tag{3.5}$$

следует выражение для инкремента нарастания

$$\operatorname{Im}\omega=(|\omega_d|/2)\{4\tau(1-s)^2- -[2-\alpha-s(1+\tau)-|l|\gamma^2 g(1-r_b^2/R_b^2)]^2\}^{1/2}. \tag{3.6}$$

Соотношения (3.5) и (3.6) переходят соответственно в (1.6) и (1.5) при $g=0$.

Сравнивая (3.6) с (1.5), а также (3.5) с (1.6), нетрудно убедиться в том, что наличие ионов внутри полости пучка с плотностью gn_b эквивалентно с точки зрения устойчивости простому изменению степени компенсации в сечении пучка (а именно, уменьшению: $f-g$ вместо f). Эти ионы приводят к увеличению инкремента нарастания и облегчению выполнения условий возникновения неустойчивости. В частности, возмущения с азимутальным волновым числом $|l|=1$ также могут стать неустойчивыми, если $g>f$ и выполнены неравенства

$$-\left(1+\frac{r_b}{R_b}\right)^2<\gamma^2(f-g)\frac{1-r_b^2/R_b^2}{1-R_b^2/R^2}<-\left(1-\frac{r_b}{R_b}\right)^2. \tag{3.7}$$

Инкремент нарастания неустойчивости при $|l|=1$ равен

$$\operatorname{Im}\omega=\frac{|\omega_d|}{2}\left(1-\frac{R_b^2}{R^2}\right)\left\{4\frac{r_b^2}{R_b^2}-\left[1+\frac{r_b^2}{R_b^2}+\gamma^2(f-g)\frac{1-r_b^2/R_b^2}{1-R_b^2/R^2}\right]^2\right\}^{1/2}. \tag{3.8}$$

Данные выводы хорошо согласуются с численными расчетами дисперсионного уравнения (3.2) [15]. Таким образом, наличие ионов внутри полости пучка или коаксиального внутреннего проводника [8] приводит к одному и тому же эффекту — усилению диокотронной неустойчивости при $|l|\geqslant 2$ и возникновению неустойчивости для возмущений с $|l|=1$.

Исследования, проведенные в настоящей работе, показывают, что для трубчатого РЭП условия возникновения диокотронной и дрейфово-пучковой неустойчивостей могут быть одновременно выполнены. Однако инкремент нарастания диокотронной неустойчивости оказывается по порядку величины в $(\omega_d/\omega_i)^{2/3}\gg 1$ раз больше, и она является доминирующей. Поэтому дрейфово-пучковая неустойчивость будет проявляться только тогда, когда нет условий для возникновения диокотронной, например в сплошном цилиндрическом РЭП или в трубчатом пучке, вплотную прилегающем к стенкам волновода.

Показано, что наличие ионной «шубы», выступающей вне пучка, приводит к увеличению инкремента нарастания дрейфово-пучковой неустойчивости РЭП и практически не изменяет условий ее возникновения. Тонкая «шуба» увеличивает инкремент нарастания незначительно.

Исследовано влияние ионов внутри полости трубчатого РЭП на развитие диокотронной неустойчивости. Обнаружено, что эти ионы способствуют облегчению выполнения условий возникновения неустойчивости и увеличивают инкремент ее нарастания. При наличии ионов внутри полости становится возможной также неустойчивость для возмущений с азимутальным волновым числом $|l|=1$.

Полученные результаты справедливы в приближении $\omega_i^2 \ll \omega_d^2$. Это требование возникает как из условия малости вклада ионов в дисперсию $\omega_i^2 \ll \omega^2 \sim \omega_d^2$, так и из условия незамагниченности ионов $\Omega_i = 2\gamma^2 f \omega_i^2/\omega_d \ll \omega \sim \omega_d$, использованных в процессе получения уравнения (1). При $\gamma^2 f \sim 1$ указанное приближение сводится к неравенству $m/M \ll \omega_d/\Omega$, которое может нарушаться в очень сильных магнитных полях. Последний случай требует особого рассмотрения и, возможно, представляет небольшой интерес. На основании оценочных рассуждений можно сделать вывод, что скорее всего в области параметров $\omega_i^2 \gg \omega_d^2$ диокотронная и дрейфово-пучковая неустойчивости проявляться не будут, а преобладающей становится бунемановская неустойчивость. Однако исследование устойчивости РЭП в области параметров $\omega_i^2 \gg \omega_d^2$ не является целью настоящей статьи.

Автор выражает благодарность М. В. Незлину за дискуссию, стимулировавшую проведение исследований данной работы, и В. Е. Нечаеву за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коллективные методы ускорения и пучково-плазменные взаимодействия (сб научн. трудов). — М.: РИАН СССР, 1982. — 189 с.
2. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. — М. Мир, 1978. — 216 с
3. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. — М.: Атомиздат, 1980. — 168 с.
4. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. — М.: Энергоиздат, 1982. — 264 с.
5. Uhm H. S., Siambis J. G. — Phys. Fluids, 1979, 22, № 12, p. 2377
6. Нечаев В. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 9, с 1067.
7. Лейман В. Г., Овсянникова О. Б., Родионов И. Д. — Физика плазмы, 1984, 10, № 1, с. 122.
8. Каландия З. В., Карбушев Н. И., Удовиченко С. Ю., Рухадзе А. А. —ЖТФ, 1983, 53, № 10, с. 1889.
9. Карбушев Н. И., Рухадзе А А., Удовиченко С. Ю — Физика плазмы, 1984, 10, № 2, с. 268.
10. Kapetanakos C. A., Hammer D. A, Striffler C, Davidson R C,— Phys. Rev. Let., 1973, 30, № 26, p. 1303.
11. Ройфе И. М., Стекольников Б. А., Энгелько В. И. — ЖТФ, 1981, 51, № 10, с. 2159.
12. Иванов В. С, Кременцов С И., Райзер М. Д. и др. — Физика плазмы, 1981, 7, № 4, с. 784.
13. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др. — Физика плазмы, 1983, 9, № 2, с. 383.
14. Капчинский М. И., Розанов Н. Е. — Физика плазмы, 1982, 8, № 2, с. 339.
15. Chen C. — J. Appl. Phys., 1984, 56, № 1, p. 101
16. Карбушев Н. И., Удовиченко С. Ю, Рухадзе А. А. — Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, 1983, № 7, с 50

Поступила в редакцию
24 сентября 1985 г.

TO THE THEORY OF DIOCOTRON AND DRIFT-BEAM INSTABILITIES OF RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

N. I. Karbushev

The joint investigation of diocotron and drift-beam instabilities of annular relativistic electron beam is carried out. It is shown that conditions of the existence of both instabilities can be fulfilled instantaneously but diocotron instability dominates because of grater value of its increment. It is found out that the ion «coat» of the beam gives an increase of increment of drift-beam instability and does not practically influence on conditions of its existence. The presence of ions inside the annulus of REB increase an increment of diocotron instability and makes softer conditions of its existence softer. Perturbations with azimuthal wave number $|l|=1$ can become unstable under such circumstances