

4. Poukey J. W., Freeman J. R., Yonas G. Simulation of relativistic electron beam diodes. — J. Vac. Sci. Technol., 1973, vol. 10, N 6.
5. Коломенский А. А., Новицкий М. А. Двумерная модель распространения сильно-точного электронного пучка и ускорение ионов из газа. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 1.
6. Boris J. P. Relativistic plasma simulation — optimization of a hybrid code. — In: IV conf. on numerical simulation on plasmas. Washington, 1970.
7. Вшивков В. А. Численное моделирование релятивистского электронного пучка. — Численные методы механики сплошной среды, 1979, т. 10, № 2.
8. Рютов Д. Д. О критическом вакуумном токе релятивистских электронных пучков. — ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 4.

УДК 533.9

### ПОПЕРЕЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЧАСТИЧНО КОМПЕНСИРОВАННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

А. С. Чихачев

(Москва)

При изучении проблемы устойчивости квазистационарного релятивистского пучка в остаточном газе существенно рассмотрение движения не только электронов, но и ионов пучка. В работе [1] рассмотрены неустойчивости частично компенсированного пучка по отношению к изгибанию (неустойчивости типа «змейки»). При этом использовалась модель двух шнуров, образованных электронами и ионами пучка, которые могут смещаться относительно друг друга. Для проблем, изученных в [1], не существенна структура пучков в фазовом пространстве — поперечные колебания анализируются по движению осевых частиц.

В данной работе рассмотрим устойчивость электронно-ионного пучка относительно аксиально-симметричных возмущений радиусов электронной и ионной компонент. При этом будем полагать, что как электроны, так и ионы пучка характеризуются ненулевым эмиттансом.

1. При описании частиц пучка с помощью функции распределения в нестационарном случае необходимо найти интеграл движения, не являющийся следствием однородности системы, что возможно в параксиальном приближении [2, 3].

Электронную функцию распределения будем искать в виде

$$(1.1) \quad f_e = \kappa \delta(I - I_{0e}) \delta(\beta_z - \beta_0),$$

где  $\kappa$  — нормировочная постоянная;  $\beta_z = v_z/c$ ;  $v_z$  — продольная скорость электронов;  $c$  — скорость света;  $I$  — функционал, зависящий от поперечных координат и скоростей.

Для справедливости (1.1) необходимо выполнение условия  $J \ll \gamma \beta_0 \times \times mc^3/e$ , где  $J$  — полный ток пучка;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона;  $\gamma$  — релятивистский фактор. При этом  $\beta_z$  будет приближенным интегралом движения, что является следствием сохранения z-компоненты обобщенного импульса.

Функционал  $I$  в рассматриваемом случае аксиально-симметричного пучка можно представить в виде

$$(1.2) \quad I = A_e(t) \left[ \left( \dot{r} - \frac{\dot{A}_e r}{2A_e} \right)^2 + \frac{C_{0e}^2}{r^2} \right] + \frac{E_{0e}^2}{A_e(t)} r^2,$$

где  $E_{0e}$ ,  $C_{0e}$  — постоянные, причем  $C_{0e}$  имеет смысл момента поперечной скорости  $\mathbf{v}_\perp$  относительно оси пучка, т. е.  $C_{0e} = rv_\perp \sin\varphi$ ,  $\varphi$  — угол между  $\mathbf{v}_\perp$  и  $\mathbf{r}_\perp$ . Константа  $E_{0e}$  определяется через эмиттанс пучка. Используя уравнения Максвелла  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$  и  $\operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}/c$ , в предположении постоянства плотностей электронов и ионов уравнение движения электрона в магнитном поле можно записать в виде

$$(1.3) \quad \ddot{r} + \omega_e^2(t)r - \frac{C_{0e}^2}{r^3} = 0,$$

где  $\omega_e^2 = \frac{2\pi e^2}{m\gamma} \left( n_i - \frac{n_e}{\gamma^2} \right) + \frac{\omega_{He}^2}{4}$ ,  $n_e$ ,  $n_i$  — плотности электронов и ионов пучка;  $\omega_{He} = eH/\gamma mc$ ;  $H$  — внешнее осевое магнитное поле.

Так как (по условию)  $I$  — интеграл движения, то  $dI/dt = 0$ , что вместе с (1.3) дает уравнение для  $A_e(t)$ :

$$(1.4) \quad \frac{\ddot{A}_e}{2A_e} = -\omega_e^2 + \frac{E_{0e}^2}{A_e^2} + \frac{\dot{A}_e^2}{4A_e^2}.$$

Интегрируя по скоростям электронную функцию распределения, получим

$$n_e = \int f_e v_\perp dv_\perp d\varphi d\beta_z = \frac{\pi\omega}{A_e} \sigma(R_e - r),$$

$$(1.5) \quad \text{где} \quad \sigma(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x \geq 0; \end{cases}$$

$$R_e^2 = \frac{A_e(t) I_{0e}}{E_{0e}^2}.$$

Соотношение (1.5) позволяет ввести в (1.4) радиус пучка  $R_e(t)$  вместо  $A_e(t)$ .

При помощи аналогичной модели можно описывать ионную компоненту пучка, причем положим, что продольной скоростью ионов можно пренебречь, т. е.  $v_{iz} \equiv 0$ . Для  $A_i(t)$  можно получить уравнение вида (1.4)

$$\text{с частотой } \omega_i^2(t) = \frac{2\pi e^2}{M} (n_e - n_i) + \frac{\omega_{Hi}^2}{4}, \quad \omega_{Hi} = \frac{eH}{Mc},$$

$M$  — масса иона

Выражая электронную и ионную плотности через радиусы  $n_e = N_e/\pi R_e^2$ ,  $n_i = N_i/\pi R_i^2$ , где  $N_e$ ,  $N_i$  — постоянные погонные плотности электронов и ионов, получим следующие уравнения для радиусов:

$$(1.6) \quad \ddot{R}_e + \frac{2e^2}{m\gamma} \left( N_i \frac{R_e}{R_i^2} - \frac{N_e}{\gamma^2 R_e} \right) + \frac{\omega_{He}^2}{4} R_e - \frac{2e^2 \left( N_i - \frac{N_e}{\gamma^2} \right) R_{0e}^2}{R_e^3} = 0,$$

$$\ddot{R}_i + \frac{2e^2}{M} \left( N_e \frac{R_i}{R_e^2} - \frac{N_i}{R_i} \right) + \frac{\omega_{Hi}^2}{4} R_i - \frac{2e^2 (N_e - N_i) R_{0i}^2}{R_i^3} = 0.$$

Постоянные  $R_{0e}$ ,  $R_{0i}$ , которые могут быть выражены при помощи констант  $I_0$ ,  $E_0$ , характеризуют эмиттанс (т. е. фазовый объем в координатах  $r, r'$ ) электронной и ионной компонент пучка. Множители  $(2e^2/m\gamma) (N_i - N_e/\gamma^2)$  и  $(2e^2/M) (N_e - N_i)$  введены для удобства. Отметим, что уравнения вида (1.6) (с отличным от нуля эмиттансом) могут быть введены различными способами (см., например, [4], где используется усреднение уравнений движения по ансамблю, и [5], где используется гидродинамическое описание).

Система (1.6), строго говоря, имеет смысл, если  $R_i(t) \equiv R_e(t)$ , так как уравнения движения ионов и электронов вида (1.3) справедливы лишь в случае однородного распределения плотности заряда в области движения частиц.

Для тождественности уравнений (1.6) необходимо выполнение соотношений

$$(1.7) \quad \frac{1}{m\gamma} \left( N_i - \frac{N_e}{\gamma^2} \right) = \frac{1}{M} (N_e - N_i), \quad R_{0e} = R_{0i}, \quad H = 0.$$

Отсюда следует

$$\alpha = \frac{N_i}{N_e} - \frac{M + m\gamma^3}{\gamma^2 (M + m\gamma)}.$$

Для рассматриваемого случая сравнительно долгоживущего пучка отношение плотностей не может быть произвольным и мало отличается от условия бессилового движения электронов.

Если выполнены условия (1.7), то из (1.6) следует для  $R_e = R_i = R(t)$

$$(1.8) \quad \ddot{R} + \frac{\xi_0^2}{R} - \frac{\xi_0^2 R_0^2}{R^3} = 0,$$

$$\text{где } \xi_0^2 = \frac{2e^2}{m\gamma} \left( N_i - \frac{N_e}{\gamma^2} \right) = \frac{2e^2}{M} (N_e - N_i) = \frac{2e^2 N_e}{\gamma^2} \frac{\gamma^2 - 1}{M + m\gamma}; \quad R_0 = R_{0e} = R_{0i}.$$

Это уравнение имеет стационарное решение  $R = R_0$  и первый интеграл

$$(1.9) \quad \dot{R}^2 + \xi_0^2 \ln \frac{R}{R_0} + \frac{\xi_0^2 R_0^2}{2R^2} = \frac{C_1^2}{2}.$$

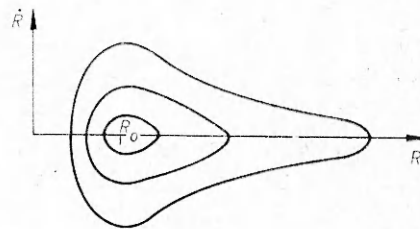
Для (1.9) можно построить траектории в фазовой плоскости  $R, \dot{R}$ . При больших значениях константы  $C_1 (C_1 \gg \xi_0 R_0)$  фазовая траектория

пересекает ось  $\dot{R} = 0$  при  $R_1 \simeq \xi_0 R_0 / C_1 < R_0$  и  $R_2 \simeq R_0 e^{\frac{C_1^2}{2\xi_0^2}} \gg R_0$  (фиг. 1). Если в некоторый момент пучок имеет весьма малый радиус  $R_1 < R_0$ , то найдется такой момент времени, когда радиус будет весьма велик  $R_2 \gg R_0$ , причем можно убедиться в том, что большую часть времени пучок находится в состоянии с  $R \gg R_0$ .

Относительно справедливости системы уравнений (1.6), описывающих электронно-ионный пучок, заметим также следующее.

Уравнение для электронов или ионов выполняется точно в те моменты времени, когда радиус соответствующей компоненты меньше радиуса другой. Для компоненты с большим радиусом уравнение может быть справедливым лишь приближенно, причем приближение тем точнее, чем меньше разность радиусов — в этом случае уравнение движения вида (1.3) нарушается в малой области радиусов ( $|R_e - R_i| \ll R_i$ ).

Наличие интеграла движения (1.2) показывает, что границы пучка достигают частицы, имеющие определенное значение момента поперечной скорости относительно оси. Например, в отсутствие продольного магнитного поля момент должен быть  $\approx 0$ . Следовательно, мы имеем здесь малую долю



Ф и г. 1

частиц — тем меньшую, чем меньше разность радиусов, лишь малая часть траектории которых выходит из области, характеризующейся суммой плотностей электронов и ионов. Траектории основной массы частиц полностью лежат в этой области. Это обстоятельство позволяет применять систему (1.6) и при наличии малых отклонений  $R_e$  от  $R_i$ . Точный учет явлений в узком граничном слое пучка выходит за рамки данной работы.

По-видимому, вышесказанное не очень существенно в случае, если решение для  $R_e$  и  $R_i$  имеет характер осциллирующий с малой амплитудой относительно  $R_0 \approx R_e \approx R_i$ ,  $|R_e - R_i| \ll R_0$ .

Ситуация, однако, изменяется, если разность радиусов возрастает достаточно сильно. Уравнение для компоненты с большим радиусом перестает быть справедливым, а следовательно, нарушается справедливость всей системы (1.6).

Для исследования вопросов устойчивости достаточно справедливости уравнений (1.6) при малых отклонениях величин от равновесного решения, под которым в данном случае имеется в виду не обязательно стационарное решение с  $R_e(t) \equiv R_i(t)$ .

2. Рассмотрим малые возмущения нестационарного пучка. Положим для этого в уравнениях (1.7)  $R_e = R(t) + r_1$ ,  $R_i = R(t) + r_2$ ,  $r_1, r_2 \ll R$ . При этом будем считать, что  $r_1$  и  $r_2$  не зависят от  $z$ . Тогда получим

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \ddot{r}_1 + \frac{\xi_1^2}{R^2} r_1 + \frac{3\xi_0^2 R_0^2}{R^4} r_1 - (\xi_0^2 - \xi_2^2) \frac{r_2}{R^2} &= 0, \\ \ddot{r}_2 + \frac{\xi_2^2}{R^2} r_2 + \frac{3\xi_0^2 R_0^2}{R^4} r_2 - (\xi_0^2 - \xi_1^2) \frac{r_1}{R^2} &= 0, \end{aligned}$$

$$\text{где} \quad \xi_0^2 = 2e^2 N_e \left( \frac{2M + m\gamma(1 + \gamma^2)}{m\gamma^2(M + m\gamma)} + \frac{2}{M} \right); \quad \xi_1^2 = \frac{2e^2 \bar{N}_e}{m\gamma^3} \frac{2M + m\gamma(1 + \gamma^2)}{M + m\gamma},$$

$$\xi_2^2 = \frac{2e^2 \bar{N}_e}{M\gamma^2} \frac{M(1 + \gamma^2) + 2m\gamma^3}{M + m\gamma}.$$

Из этих уравнений можно получить для разности  $r = r_1 - r_2$

$$(2.2) \quad \ddot{r} + \left( \frac{\xi_0^2}{R^2} + \frac{3\xi_0^2 R_0^2}{R^4} \right) r = 0.$$

Изучим устойчивость этого уравнения вблизи стационарного решения  $R = R_0$ . Полагая  $R = R_0 + R_1(t)$ ,  $R_1 \ll R_0$ , имеем из (1.8) уравнение

$$\ddot{R}_1 + \Omega^2 R_1 = 0,$$

где  $\Omega^2 = 2\xi_0^2/R_0^2$ . Отсюда следует, что  $R = R_0 + a \cos(\Omega t + \varphi)$ , где  $a$ ,  $\varphi$  — амплитуда и фаза колебаний радиуса пучка. Уравнение (2.2) теперь можно привести к виду

$$(2.3) \quad \ddot{r} + r \left( 2\Omega^2 + \omega_0^2 - \frac{a}{R_0} \cos(\Omega t + \varphi) (7\Omega^2 + 8\omega_0^2) \right) = 0,$$

причем

$$\omega_0^2 = \frac{4e^2 \bar{N}_e}{R_0^2} \left( \frac{1}{m\gamma^3} + \frac{1}{M} \right).$$

Известно, что уравнение Матье вида (2.3) при значениях коэффициента  $2 + \omega_0^2/\Omega^2 = (n/2)^2$  ( $n$  — целое число,  $n > 2$ ) описывает неустойчивые решения (при любом значении амплитуды  $a$ ). Эта неустойчивость является параметрическим резонансом (см. [2]). Используя выражения для

$\Omega$ ,  $\omega_0$ , в наиболее интересном случае ( $M \gg m\gamma^3$ ,  $\gamma \gg 1$ ) условие резонанса можно записать в виде

$$(2.4) \quad \gamma = \left( \frac{M}{m \left( \frac{n^2}{2} - 2 \right)} \right)^{1/3}.$$

Таким образом, параметрический резонанс имеет место при строго определенных значениях релятивистского фактора. Эта неустойчивость означает невозможным создание долгоживущего пучка при значениях  $\gamma$ , определяемых (2.4). Отметим независимость существования резонанса от таких факторов, как ток пучка и его радиус. Если условие (2.4) не выполняется, то не происходит роста разности радиусов электронной и ионной компонент пучка и можно ожидать, что пучок будет устойчив (относительно длинноволновых возмущений).

3. Уравнения (1.6) допускают стационарное решение не только при выполнении условий (1.7). Можно убедиться, что в общем случае равновесный радиус пучка  $R_0$  должен удовлетворять уравнениям

$$(3.1) \quad R_0^4 + \frac{8e^2}{M\omega_{Hi}^2} (N_e - N_i) (R_0^2 - R_{0i}^2) = 0;$$

$$(3.2) \quad R_0^4 + \frac{8e^2}{m\gamma\omega_{He}^2} \left( N_i - \frac{N_e}{\gamma^2} \right) (R_0^2 - R_{0e}^2) = 0.$$

Если положить, как в п. 2,  $\omega_{Hi} = \omega_{He} = 0$ ,  $R_{0i} = R_{0e} = R_0$ , но считать, однако, возмущения зависящими от  $z$ , т. е. положить  $r_{1,2} = s_{1,2} e^{ikhz}$ , и учесть, что для электронной компоненты пучка полную производную по времени следует выражать как  $\partial/\partial t + ik\beta_0 c$ , то в наиболее интересном случае ( $M \gg m\gamma^3$ ,  $\gamma \gg 1$ ) из (2.1) можно получить

$$-(\omega - kv)^2 s_1 + \omega_e^2 s_1 - \omega_i^2 s_2 = 0,$$

$$-\omega_e^2 s_2 + 2\omega_i^2 s_2 - \omega_e^2 s_1 = 0,$$

где

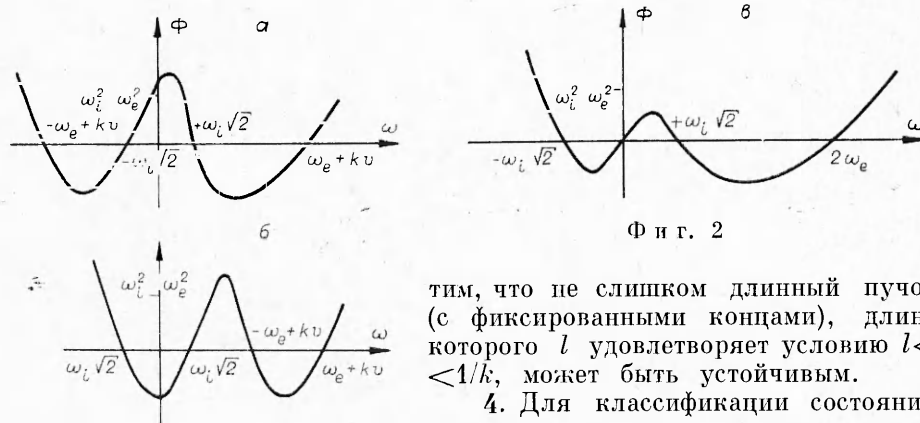
$$\omega_e^2 = \frac{4e^2 N_e}{m\gamma^3 R_0^2}; \quad \omega_i^2 = \frac{4e^2 N_i}{M R_0^2}; \quad v = \beta_0 c.$$

Дисперсионное уравнение при этом имеет вид

$$(\omega^2 - 2\omega_i^2)((\omega - kv)^2 - \omega_e^2) = \omega_i^2 \omega_e^2.$$

График функции  $\Phi(\omega) = (\omega^2 - 2\omega_i^2)((\omega - kv)^2 - \omega_e^2)$  для различных значений волнового числа  $k$  приведен на фиг. 2. Если  $(kv)^2 < \omega_e^2$  или  $kv \gg \omega_e$  (фиг. 2, а, б), то дисперсионное уравнение имеет четыре различных действительных корня, что означает устойчивость системы относительно длинноволновых и коротковолновых возмущений. В случае же  $kv \simeq \omega_e$  (фиг. 2, в) существуют два комплексно-сопряженных корня, один из которых соответствует нарастанию возмущений. При  $\omega_e \simeq kv$  имеем  $(\omega^2 - 2\omega_i^2)\omega(\omega - 2\omega_e) = \omega_i^2 \omega_e^2$ , приближенное решение в области  $\omega_e \gg \omega \gg \omega_i$   $\omega^3 = -\omega_i^2 \omega_e/2$ . Отсюда инкремент нарастания  $\sim \frac{V^3}{2^{1/3}} \omega_i^{2/3} \omega_e^{1/3}$ .

Таким образом, стационарный пучок неустойчив относительно аксиально-симметричных возмущений с волновым числом  $k = \frac{\omega_e}{v} = \sqrt{\frac{4e^2 N_e}{m\gamma^3 R_0^2 v^2}}$ . Ширина области неустойчивости  $\Delta k \sim \omega_i/v$ . Отме-



Ф и г. 2

тим, что не слишком длинный пучок (с фиксированными концами), длина которого  $l$  удовлетворяет условию  $l < \lambda/k$ , может быть устойчивым.

4. Для классификации состояний равновесия пучка с магнитным полем

удобно ввести параметр  $\eta$  при помощи равенства

$$\eta = \frac{8e^2}{M\omega_{Hi}^2} \frac{N_e - N_i}{R_{0i}^2} > 0.$$

Предположим сначала, что воздействие магнитного поля на ионы является малым, т. е.  $\eta \gg 1$ . Тогда из (3.1), (3.2) следует

$$(4.1) \quad R_0 = R_{0i}, \quad R_{0i}^4 \frac{m\gamma\omega_{He}^2}{8e^2 \left(N_i - \frac{N_e}{\gamma^2}\right)} + R_{0i}^2 = R_{0e}^2.$$

Таким образом, равновесие возможно лишь в случае, если эмиттансы ионной и электронной компонент пучка удовлетворяют соотношению (4.1).

Вместо (2.1) можно получить

$$\begin{aligned} \ddot{r}_1 + r_1 \left[ \frac{8e^2 N_i}{m\gamma R_0^2} - \frac{4e^2 N_e}{m\gamma^3 R_0^2} \right] + \omega_{He}^2 r_1 - \frac{4e^2 N_i}{m\gamma R_0^2} r_2 &= 0, \\ \ddot{r}_2 + r_2 \left[ \frac{8e^2 N_e}{MR_0^2} - \frac{4e^2 N_i}{MR_0^2} \right] - \frac{4e^2 N_e}{MR_0^2} r_1 &= 0. \end{aligned}$$

Если считать, что  $N_e \gg N_i \gg N_e/\gamma^2$  и ввести параметр  $\xi = MN_i/m\gamma N_e$ , то дисперсионное уравнение можно представить в виде

$$((\omega - kv)^2 - 2\omega_i^2 \xi - 4\omega_{He}^2) (\omega^2 - 2\omega_i^2) = \omega_i^4 \xi.$$

Это уравнение имеет четыре действительных различных корня, если  $\omega_{He}^2 \gg \omega_i^2 \xi$ . Таким образом, в достаточно сильном магнитном поле равновесное состояние пучка с немагнитными ионами будет устойчивым относительно аксиально-симметричных возмущений.

При рассмотрении противоположного случая ( $\eta \ll 1$ ) из (3.1), (3.2)

получим  $R_0 = \sqrt{\eta} R_{0i}$ ,  $R_{0e}^2 = \frac{m\gamma\omega_{He}^2 \eta^2 R_{0i}^4}{8e^2 (N_i - N_e/\gamma^2)} + \eta R_{0i}^2$ . Уравнения для отклонений радиусов электронной и ионной компонент от равновесного имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{r}_1 + \left( \frac{8e^2 N_i}{m\gamma R_0^2} - \frac{4e^2 N_e}{m\gamma^3 R_0^2} \right) r_1 + \omega_{He}^2 r_1 - \frac{4e^2 N_i}{m\gamma R_0^2} r_2 &= 0, \\ \ddot{r}_2 + \frac{8e^2 N_e + N_i}{M} \frac{r_2}{R_0^2} - \frac{4e^2 N_e}{MR_0^2} r_1 + \omega_{Hi}^2 r_2 &= 0, \end{aligned}$$

что приводит к дисперсионному уравнению

$$((\omega - kv)^2 - 2\omega_i \xi - \omega_{He}^2) \left( \omega^2 - \frac{\omega_i^2}{2} - \omega_{Hi}^2 \right) = \xi \omega_i^4.$$

Для того, чтобы это уравнение имело четыре действительных корня, достаточно, как и выше, выполнения условия  $\omega_{Hi}^2 \gg \omega_i^2 \xi$ . Это означает, что равновесие пучка с замагниченными ионами в сильном магнитном поле также будет устойчивым относительно аксиально-симметричных возмущений.

Проблема устойчивости электронно-ионного пучка относительно аксиально-симметричных возмущений исследовалась также в работах [6, 7]. Механизм «фокусировочной неустойчивости» [6] в целом соответствует рассмотренной нами неустойчивости пучка без магнитного поля, однако, в несколько других условиях (мы изучали пучок с ненулевым эмиттансом, который может быть, в общем случае, различным для электронной и ионной компонент).

Поступила 15 X 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чириков Б. В. Устойчивость частичного компенсированного электронного пучка.— Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 239.
2. Капчинский П. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
3. Ярковой О. И. Нестационарная самосогласованная модель азимутально-однородного кольца заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле.— ЖТФ, 1966, т. 36, с. 988.
4. Lee E. P., Cooper R. K. General envelope equation for cylindrically symmetric charged-particle beams.— Particle Accelerators, 1976, vol. 7, p. 83.
5. Poukey J. W., Toepfer A. J. Theory of superpinched relativistic electron beams.— Phys. Fluids, 1974, vol. 17, p. 1582.
6. Ходатаев К. В., Цытович В. Н. О механизме ускорения ионов в мощных релятивистских электронных пучках.— Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 301.
7. Ходатаев К. В., Цытович В. Н. Коллективное ускорение ионов в прямолинейном электронном потоке.— Физика плазмы, 1978, т. 4, с. 799.

УДК 539.124.17

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВОЗДУХЕ

А. С. Артамонов, В. А. Горбунов, Н. К. Куксанов,  
Р. А. Салимов

(Новосибирск)

Исследования распространения электронных пучков в газе интересны как для развития физических представлений явления многократного рассеяния, так и для прикладных целей, например для электронно-лучевой технологии вне вакуума.

В данной работе приводятся результаты измерения плотности тока пучка электронов, распространяющегося в магнитном поле соленоида и в свободном от полей пространстве, приводятся данные измерения размеров пучка после поворота поперечным магнитным полем.

Основные элементы экспериментальной установки приведены на фиг. 1. Пучок электронов ускорителя 1, выведенный в атмосферу с помощью выпускного устройства 2, проходит через соленоид 7 (фиг. 1, а) и попадает на мишень 9. Дозиметрическое устройство 8 вводит под пучок