СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

9-8120

К.А.Решетникова

ФОКУСИРОВКА ЗАРЯЖЕННОГО ПУЧКА НЕЗАМЕДЛЕННОЙ Е-ВОЛНОЙ

1974

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

9-8120

К.А.Решетникова

ФОКУСИРОВКА ЗАРЯЖЕННОГО ПУЧКА НЕЗАМЕДЛЕННОЙ Е-ВОЛНОЙ

В коллективном методе ускорения для получения большой плотности электронов в кольце необходимо иметь на входе в компрессор пучок с малым эмиттансом. Напомним, что при адиабатическом сжатии малый размер кольца в конце компрессии определяется амплитудой радиальных колебаний, пропорциональной разбросу скоростей и радиальному размеру кольца на входе в компрессор.

Эмиттанс пучка - $V = \frac{1}{\pi}\int dx\, dx'$, где $x' = \frac{dx}{dz}$,

является мерой поперечного фазового объема. Эмиттанс изменяется /уменьшается/ с ростом энергии частиц и при деформации поперечного фазового объема. Известно, что если в системе действуют потенциальные силы и уравнения движения разделены, то поперечный фазовый объем не изменяется. В случаях, когда движения по отдельным степеням свободы связаны вследствие нелинейных сил, фазовые пространства, соответствующие этим степеням свободы, могут преобразовываться весьма сложным образом. Фазовый объем может изменяться при наличии непотенциальных сил (Q_i) при условии $\frac{\partial Q_i}{\partial p_i} \neq 0$, где p_i - соответствующий импульс /1/.

В настоящей работе рассматривается действие на электронный пучок незамедленной E -волны и постоянного магнитного поля. Это один из вариантов знакопеременной фокусировки, осуществляемый кольцевыми линзами в виде волноводов или резонаторов с волнами E- или H-типа. Рассматриваемый вариант отличается от фокусировки магнитными квадрупольными линзами тем, что фокусировка или дефокусировка достигается здесь одновременно по обоим поперечным направлениям, силы имеют непотенциальный характер, наличие электрического поля волны изменяет периодически энергию частицы, наличие магнитного поля волны приводит к связи уравнений движения и к возможному изменению, при определенных условиях, эмиттанса пучка.

§1. *ИНТЕГРАЛ ДВИЖЕНИЯ*

Рассмотрим движение одной частицы в гладком волноводе, в котором распространяется Е-волна. Для определенности примем, что направления движения частицы и волны совпадают.

Компоненты напряженности электромагнитного поля хорошо известны:

$$E_z = E_0 J_0(\kappa r)\, e^{i\psi}$$

$$E_r = i\,\frac{k}{\kappa} E_0 J_1(\kappa r)\, e^{i\psi} \qquad /1/$$

$$H_\phi = i\,\frac{k_0}{\kappa} E_0 J_1(\kappa r)\, e^{i\psi},$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, $k = \frac{\omega}{V_\phi}$, $\kappa = \sqrt{k_0^2 - k^2}$, $\psi = \omega t - kz$, ω - частота волны, c - скорость света, V_ϕ - фазовая скорость волны ($V_\phi > c$).

Выражениям /1/ соответствуют потенциалы:

$$\Phi = i\,\frac{k}{\kappa^2} E_0 J_0(\kappa r)\, e^{i\psi}$$

$$A_z = i\,\frac{k_0}{\kappa^2} E_0 J_0(\kappa r)\, e^{i\psi}. \qquad /2/$$

Здесь Φ - скалярный потенциал, A_z – z - компонента векторного потенциала.

Уравнения движения отдельной частицы в полях вида /1/ запишем следующим образом:

$$\frac{d\gamma\beta_r}{dt} = \frac{\beta_\phi^2\gamma}{r} - \frac{e}{m_0 c}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r} - \beta_z\frac{\partial A_z}{\partial r}\right), \qquad /3а/$$

$$\frac{d\gamma\beta_z}{dt} = \frac{e}{m_0 c}\left[-\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{1}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t} - \beta_r\frac{\partial A_z}{\partial r}\right], \qquad /3б/$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e}{m_0 c}\left[-\beta_r\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \beta_z\left(-\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{1}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t}\right)\right], \qquad /3в/$$

$$\beta_\phi r\gamma = P. \qquad /3г/$$

Здесь

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_r^2-\beta_\phi^2-\beta_z^2}},\quad \beta_r = \frac{V_r}{c},\quad \beta_\phi = \frac{V_\phi}{c},\quad \beta_z = \frac{V_z}{c}$$

- компоненты относительной скорости частицы, $p = Const$. Умножим уравнение /3б/ на β_ϕ и вычтем из /3в/. Используя соотношение $\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} = -\beta_\phi\frac{\partial}{\partial z}$, справедливое для систем с трансляционной симметрией, получим

$$\gamma\,(1-\beta_z\beta_\phi) + \frac{e}{m_0 c^2}(\Phi - \beta_\phi A_z) = Const. \qquad /4/$$

На существование первого интеграла движения в системах с трансляционной симметрией впервые указано в работе /2/.

При наличии внешнего постоянного однородного поля, описываемого потенциалом $A_\phi = \frac{H_z r}{2}$, уравнения /3б/ и /3в/ не изменяются и соотношение /4/ остается справедливым и в этом случае.

Покажем, что соотношение /4/ выполняется при некоторых предположениях и при учете собственного поля пучка.

Допустим, что собственное поле пучка при отсутствии Е-волны описывается потенциалами: $\Phi(r)$, $A_z(r)$. Например, в предположении равномерной плотности частиц по сечению пучка

$$\Phi_0 = -\frac{e\,\sigma\, r^2}{a^2},$$

$$A_{z_0} = -\frac{e\sigma\beta_z}{a^2}\, r^2, \qquad /5/$$

где σ - линейная плотность частиц. При действии волны, в линейном приближении

$$\Phi = \Phi_0 + \tilde{\Phi}, \quad A_z = A_{z_0} + \tilde{A}_z, \quad \tilde{A}_r, \quad A_\phi,$$

где $\tilde{\Phi}$, $\tilde{A}_z$, $\tilde{A}_r$, $\tilde{A}_\phi$ - величины, пропорциональные $e^{i(\omega t - kz)}$. Легко видеть, что для Φ_0 и A_{z_0} соотношение /4/ оказывается справедливым, т.к. они зависят только от координаты r, а для $\tilde{\Phi}$, $\tilde{A}_z$, $\tilde{A}_r$, $\tilde{A}_\phi$ соотношение /4/ выполняется в силу трансляционной симметрии.

§2. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

Известно, что при движении частиц в высокочастотном поле, определенным образом зависящем от координат, создается высокочастотная потенциальная яма. Найдем частоту колебаний частицы в такой яме при действии незамедленной E-волны.

Выражения /1/ запишем в виде:

$$E_z = E_0 J_0(\rho_1)\cos\psi$$

$$E_r = -E_0 \frac{1}{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}} J_1(\rho_1)\sin\psi \qquad /6/$$

$$H_\phi = -E_0 \frac{\beta_\phi}{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}} J_1(\rho_1)\sin\psi,$$

где

$$\rho_1 = \frac{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}}{\beta_\phi}\, k_0 r,$$

и

$$\Phi = -E_0 \frac{\beta_\phi}{k_0(\beta_\phi^2 - 1)} J_0(\rho_1)\sin\psi \qquad /7/$$

$$A_z = -E_0 \frac{\beta^2}{k_0(\beta_\phi^2 - 1)} J_0(\rho_1)\sin\psi.$$

С учетом /7/ соотношение /4/ будет:

$$\gamma(1 - \beta_z\beta_\phi) + \alpha\gamma_0\beta_\phi J_0(\rho_1)\sin\psi = M_\dagger, \qquad /8/$$

где

$$\alpha = \frac{eE_0}{m_0 c^2 k_0 \gamma_0}, \qquad /9/$$

$$M = \gamma_0(1 - \beta_{z_0}\beta_\phi) + \alpha\gamma_0\beta_\phi J_0(\rho_{10})\sin\psi_0.$$

Индекс "0" относится к начальному моменту времени.

Подставляя /7/, /8/ в уравнения движения /3/ и переходя к безразмерным переменным: $\tau = \omega t$, $\rho = k_0 r$, $\eta = k_0 z$, получим в параксиальном приближении:

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = -\frac{\alpha(1 - \dot{\eta}\beta_\phi)}{(M - \alpha\beta_\phi\sin\psi)}\left[\frac{\rho}{2\beta_\phi}(1 - \dot{\eta}\beta_\phi - \dot{\rho}^2)\sin\psi + \dot{\rho}\dot{\eta}\cos\psi\right] \qquad /10/$$

$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} = \frac{\alpha(1 - \dot{\eta}\beta_\phi)}{(M - \alpha\beta_\phi\sin\psi)}\left[(1 - \dot{\eta}^2)\cos\psi - \frac{\rho\dot{\rho}}{2}(1 + \dot{\eta}/\beta_\phi)\sin\psi\right].$$

Здесь $\psi = r-\eta/\beta_\phi$, $\dot\eta = \beta_z$, $\dot\rho = \beta_r$. Принято $P=0$. Пусть $\alpha \ll 1$. В уравнениях /10/ перейдем к новой переменной ψ. Для простоты рассмотрим случай $\beta_\phi \gg 1$. Проводя стандартным образом усреднение, получим /в размерных переменных - для наглядности/:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{\omega_E^2}{8} r = 0, \qquad /11/$$

где

$$\omega_E = \frac{eE_0}{m_0 c \gamma_0}.$$

Таким образом, в незамедленной E-волне создается высокочастотная потенциальная яма в r-направлении, глубина которой не зависит от частоты. Последнее обстоятельство связано с тем, что поперечные компоненты поля при $\rho_1 \ll 1$, как видно из /6/, пропорциональны частоте.

Для фокусировки заряженных пучков необходимо, чтобы

$$\frac{\omega_E^2}{8} > \omega_k^2, \qquad /12/$$

где

$$\omega_k^2 = \frac{2 r_c I c}{e\beta_{z_0} a^2 \gamma_0 \gamma_{z0}^2}.$$

Здесь I - ток в пучке, a - радиальный размер пучка, $r_c = \frac{e^2}{m_0 c^2}$, e - заряд, m_0 - масса покоя электрона, c - скорость света,

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}}, \quad \beta_0^2 = \beta_{r_0}^2 + \beta_{\phi_0}^2 + \beta_{z_0}^2, \quad \gamma_{z_0} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{z0}^2}}.$$

Оценки показывают, что при напряженности поля в волноводе $E_0 = 100$ *кВ/см*, начальной энергии частиц $\gamma_0 \sim 5$, $\gamma_0 \sim \gamma_{z0}$, $a \sim 1$ *см* условие /12/ выполняется до токов $I \sim 200$ *А*, при $\gamma_0 \sim 10$ - $I \sim 400$ *А*.

§3. САМОСОГЛАСОВАННАЯ ЗАДАЧА

При действии E-волны на заряженный пучок в последнем возникают возмущения плотности заряда и тока, что в свою очередь приводит к возникновению цилиндрических поверхностных волн и к изменению кулоновских сил в пучке.

Примем, что в отсутствие волны имеет место микроканоническое распределение для фазовой плотности, которое, как известно, приводит к однородному распределению плотности частиц по сечению пучка [3]. Собственное поле пучка в этом случае имеет компоненты:

$$E_r^{(c)} = \frac{2e\sigma(r-r_0)}{a^2}, \qquad /13/$$

$$H_\phi^{(c)} = \frac{2e\sigma}{a^2}\beta_{z_0}(r-r_0),$$

где σ - линейная плотность частиц, a - огибающая пучка, r_0 - радиус центральной частицы пучка.
Для нахождения компонент электромагнитного поля при воздействии волны используем систему уравнений Максвелла, релятивистское уравнение движения и уравнение непрерывности

$$\mathrm{rot}\,\vec E = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec H}{\partial t}$$

$$\mathrm{rot}\,\vec H = \frac{4\pi}{c}\vec j + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec E}{\partial t} \qquad /14/$$

$$\frac{d(m_0\gamma\vec v)}{dt} = e\vec E + \frac{}{}[\vec v\,\vec H]$$

$$\frac{d(en)}{dt} + \mathrm{div}\,\vec j = 0$$

Ограничиваемся рассмотрением аксиально-симметричных волн. Все величины считаем пропорциональными $e^{i(\omega t - kz)}$. В линейном приближении получим:

$$E_z = \tilde{E}_0 J_0(\kappa_1 r)$$
$$E_r = i\frac{k\tilde{E}_0}{\kappa^2}\kappa_1 J_1(\kappa_1 r) \qquad /15/$$
$$H_\phi = i\frac{k_0}{\kappa^2}\tilde{E}_0 \kappa_1 J_1(\kappa_1 r),$$

где

$$\kappa_1 = \kappa\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(1-\beta_{z0}^2)}{(\omega - k v_{z0})^2}}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m_0\gamma_0},$$

n - плотность частиц.

Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\frac{\kappa_1 J_0(\kappa a) J_1(\kappa_1 a) - \kappa J_0(\kappa_1 a) J_1(\kappa a)}{\kappa K_0(\kappa a) J_0(\kappa_1 a) + \kappa_1 K_0(\kappa a) K_1(\kappa_1 a)} = \frac{J_0(\kappa b)}{K_0(\kappa b)} = G,$$

a - радиус пучка, b - радиус волновода.

$$\tilde{E}_0 = \frac{E_0[J_0(\kappa a) + G K_0(\kappa a)]}{J_0(\kappa_1 a)}$$

$\tilde{E}_0$ - амплитуда волны в области пучка. При $I = 0$, $\kappa_1 = \kappa$, $G = 0$ и $\tilde{E}_0 = E_0$ - напряженности поля волны в отсутствие пучка. Если

$$\delta = \frac{\omega_p^2}{\omega^2\gamma_{z0}^2(1-\beta_{z0}/\beta_\phi)^2} \ll 1,$$

то влиянием пучка на электромагнитное поле волны можно пренебречь. Например, при $I \sim 10^3 A$, $\gamma_0 = 3$, $\beta_\phi = 10$, $\delta = 0.04$.

§4. УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Рассмотрим совместное действие на пучок заряженных частиц постоянного магнитного поля и поля E-волны.

Для одной частицы уравнения движения в параксиальном приближении имеют вид:

$$\frac{d\gamma\dot{\rho}}{d\tau} = -q^2\frac{\gamma_0^2}{\gamma} - \frac{\alpha\gamma_0}{2\beta_\phi}\rho(1-\eta\beta_\phi)\sin\psi$$
$$\frac{d\gamma\dot{\eta}}{d\tau} = \alpha\gamma_0\left(\cos\psi - \frac{\rho\dot{\rho}}{2}\sin\psi\right) \qquad /16/$$
$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \alpha\gamma_0(\dot{\eta}\cos\psi - \rho\dot{\rho}/2\beta_\phi\sin\psi), \quad \beta_\phi = -q\rho,$$

где

$$q = \frac{\omega_L}{\omega}, \quad \omega_L = \frac{eH_z}{2m_0 c\gamma_0}, \quad \alpha = \frac{eE_0}{m_0 c\gamma_0\omega}.$$

Нас интересует изменение интеграла действия $J = \int\dot{\rho}\,d\rho$ и изменение амплитуды радиальных колебаний из-за связи уравнений радиального и продольного движения. Пусть $\alpha \ll 1$.

Порождающая система уравнений

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = -q^2\rho$$
$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} = 0 \qquad /17/$$
$$\frac{d\gamma}{d\tau} = 0.$$

Ее решение

$$\rho = \tilde{a} \cos (q\tau + \theta)$$

$$\eta = \dot{\eta}_0 \tau$$

$$\gamma = \gamma_0 \ .$$

Получим стандартным методом /4/ уравнения первого приближения для амплитуды, фазы и интеграла действия. В нерезонансном случае амплитуда и интеграл действия оказываются постоянными величинами.

Рассмотрим случай, близкий к параметрическому резонансу:

$$q = \frac{1}{2}(1 - \dot{\eta}_0 / \beta_\phi) \quad \text{или} \quad \omega_L \sim \frac{1}{2}(\omega - k V_{z_0}) \ .$$

Тогда уравнения первого приближения имеют вид:

$$\frac{d\tilde{a}}{d\tau} = \alpha \tilde{a} L \cos 2\theta$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \nu - \tilde{a} L \sin 2\theta \qquad /18/$$

$$\frac{dJ}{d\tau} = \alpha \left(\tilde{a}^2 q L - \frac{\tilde{a}^4 q^2}{16\beta}\right) \cos 2\theta ,$$

где

$$\nu = q - \frac{1}{2}(1 - \dot{\eta}_0/\beta_\phi) , \quad L = \frac{1}{8q\beta}(1 - \dot{\eta}_0 \beta_\phi)$$

Известно, что область устойчивости определяется следующим соотношением: $|\nu| < \alpha L$. Результаты численного решения уравнений /18/ представлены на *рис. 1* при $\nu = 0.01$, $\beta_\phi = 2$, $\gamma_0 = 3$. $\alpha L \sim 0.025$. Кривая 1 характеризует изменение амплитуды колебаний по отношению к начальному значению, кривая 2 - относительное изменение величины J.

Видно, что при выбранных условиях возможно уменьшение амплитуды колебаний /огибающей пучка/ и ин-

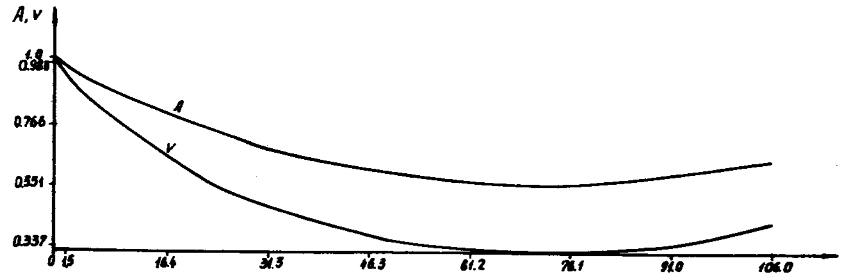

Рис. 1. Изменение амплитуды колебаний и интеграла действия.

теграла действия /эмиттанса пучка/ приблизительно в два раза на длине волновода ~ 1 *м*. При этом напряженность поля в волноводе E_0 = 100 *кВ/см*, λ = 10 *см* напряженность магнитного поля H_z = 1500 Э.

Итак, одночастичное приближение показывает, что огибающая пучка и интеграл действия при определенном соотношении между "эффективной" частотой волны и циклотронной частотой медленно колеблются по длине волновода, при этом длина волны колебания зависит от параметров системы. Эффективной частотой здесь называется величина $\tilde{\omega} = \omega (1 - \beta_z / \beta_\phi)$.

§5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ОГИБАЮЩЕЙ И ЭМИТТАНСА ПУЧКА

С целью определения изменения эмиттанса пучка при наличии связи радиального и продольного движений был проведен численный расчет траекторий частиц и фазового портрета пучка при действии E -волны и постоянного магнитного поля. В сечении пучка рассматривалось m частиц, отличающихся друг от друга начальными условиями $(r_0, \dot{r}_0)$. Начальный двумерный поперечный объем задавался в виде эллипса. Для каждой частицы решалась следующая система уравнений:

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = Q^2\frac{\rho}{\gamma^2} + \frac{\gamma_0}{\gamma}(\alpha_E E_\rho + \alpha_H Q\frac{\rho}{\gamma} + \alpha_k F_\rho^{(k)}) - \frac{\gamma_0}{\gamma}\alpha_E \dot\eta H_\phi - \frac{\dot\rho\dot\gamma}{\gamma}$$

$$\frac{d^2\eta}{d\tau} = \frac{\gamma_0}{\gamma}(\alpha_E E_\eta + \alpha_E \dot\rho H_\phi + \alpha_k F_\eta^{(k)}) - \frac{\dot\eta\dot\gamma}{\gamma} \qquad /20/$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \gamma_0\,(\alpha_E \dot\eta\, E_\eta + \alpha_E \dot\rho\, E_\rho + \alpha_k \dot\rho\, E_\rho^{(k)}).$$

Здесь

$$E_\rho = -\frac{J_1(\rho_1)}{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}}\sin(\tau - \eta/\beta_\phi)$$

$$E_\eta = J_0(\rho_1)\cos(\tau - \eta/\beta_\phi)$$

$$\bar H_\phi = -\frac{\beta_\phi J_1(\rho_1)}{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}}\sin(\tau - \eta/\beta_\phi)$$

$$\rho_1 = \frac{\sqrt{\beta_\phi^2 - 1}}{\beta_\phi}\,\rho \qquad /21/$$

$$Q = -\alpha_H\frac{\gamma_0}{2}$$

$$\alpha_H = \frac{e H_z}{m_0 c\,\gamma_0\,\omega}, \quad \alpha_E = \frac{e E_0}{m_0 c\,\gamma_0\,\omega}, \quad \alpha_k = \frac{2 r_c I}{e\, v_{z_0}\gamma_0}.$$

α_k, $F_\rho^{(k)}$, $F_\eta^{(k)}$ - характеризуют собственные поля пучка. Было принято микроканоническое распределение для фазовой плотности. В этом случае

$$F_\rho^{(k)} = \frac{(1 - \dot\eta\,\dot\eta_s)(\rho - \rho_s)}{(\rho_m - \rho_s)^2}$$

$$F_\eta^{(k)} = \frac{\dot\rho\,\dot\eta_s(\rho - \rho_s)}{(\rho_m - \rho_s)^2} \qquad /22/$$

$$E_\rho^{(k)} = \frac{(\rho - \rho_s)}{(\rho_m - \rho_s)^2}.$$

Здесь $\dot\eta_s$ - усредненная по сечению пучка продольная скорость, ρ_m - огибающая пучка /максимальный радиус/, ρ_s - радиус центральной частицы пучка.

Численные расчеты показали, что при действии высокочастотного поля волны эмиттанс пучка не остается постоянным, а имеет колебательный характер. Фазовый портрет типичен для пучков, имеющих кроссовер. На *рис. 2* показано изменение эмиттанса пучка - V /по отношению к начальному/ по длине волновода. Здесь $V = V = \frac{\rho_m \cdot \dot\rho_m}{\rho_{m_0}\cdot\dot\rho_{m_0}}$, где ρ_m - максимальный радиус в пучке, $\dot\rho_m$ - максимальное значение радиальной скорости ($\beta_z \sim 1$). Параметры следующие: ток пучка I = 500 *А*, напряженность магнитного поля H_z = 1500 Э, напряженность поля волны E_0 = 50 *кВ/см*, длина волны λ = 10 *см*, $\beta_\phi = 2$, энергия частиц w = 1,5 *МэВ*, m - 50, начальная фаза влета $\psi_0 = 0$. Видно, что на выходе волновода ~ 1 *м* можно получить пучок с меньшим эмиттансом, чем вначале. На *рис. 3* показаны для этого же случая в функции времени огибающие пучка для разных начальных фаз влета $\psi_0 = 0$ /пунктир/, $\psi_0 = \pi/2$.

Результаты расчетов подтверждают, что если радиальное и продольное движения связаны, то на выходе из системы эмиттанс может быть меньше начального за счет уменьшение радиального размера пучка.

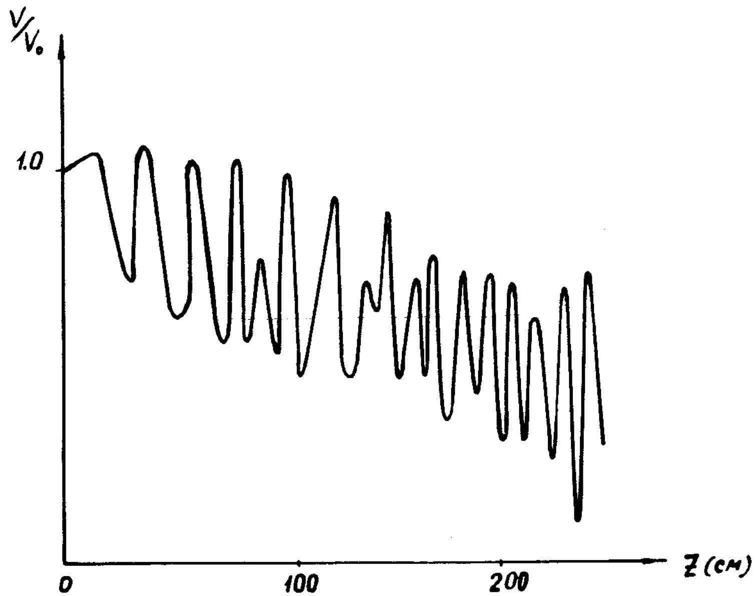

Рис. 2. Изменение эмиттанса по длине волновода.

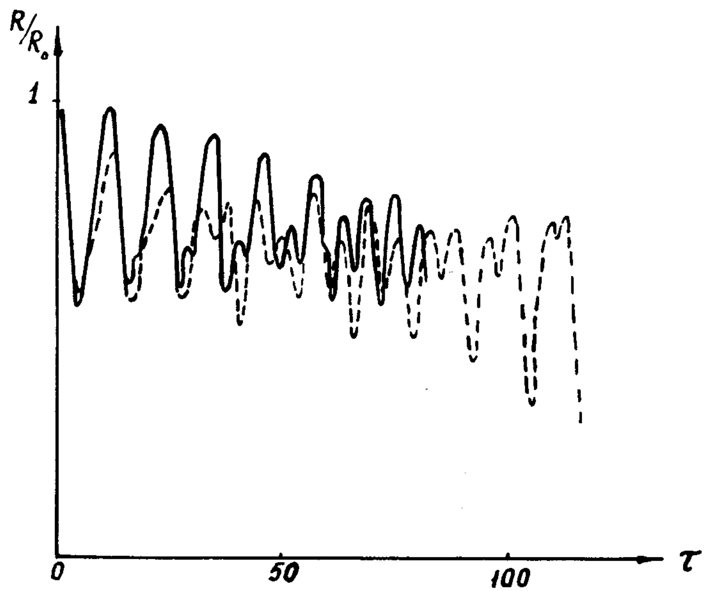

Рис. 3. Изменение огибающей пучка по отношению к начальному значению.

В данном случае под действием постоянного магнитного поля частицы совершают радиальные колебания. Если эффективная частота высокочастотного поля близка к удвоенной частоте радиальных колебаний, то под действием магнитного поля волны радиальное движение переводится в продольное /член $\beta_r\ H_\phi$ в z - уравнении движения/. Процесс этот периодический, период его зависит от соотношения основных частот системы. При определенных условиях радиальный размер пучка в результате действия E -волны и магнитного поля может быть уменьшен при сравнительно небольшом увеличении разброса скоростей, что и приводит к уменьшению эмиттанса.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В.А.Прейзендорфу за помощь при составлении программ.

Литература

1. *А.Лихтенберг. Динамика частиц в фазовом пространстве. М., Атомиздат, 1972.*
2. *И.С.Ковалев, Л.А.Кураев, С.В.Колосов. Законы сохранения в приложении к теории и расчету электронных приборов. ДАН БССР, 1973 г. т.* XVII, *№7, стр. 621-624.*
3. *И.М.Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.*
4. *В.М.Волосов, Б.И.Моргунов. Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем. Изд. МГУ, 1971.*

Рукопись поступила в издательский отдел 19 июля 1974 года.