
ЕФН-800(27)-85

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

В.М. ДАДАНОВ

ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАКОПИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ
С УЧЕТОМ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

ЕРЕВАН-1985

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

321-300(27)-85

V.M. ISAKANOV

SPACE-ANGULAR DISTRIBUTION OF SYNCHROTRON
RADIATION POWER IN ELECTRON STORAGE RINGS
WITH ACCOUNT OF THE BETATRON OSCILLATIONS

The space-angular distribution of synchrotron radiation (SR) power with account of betatron oscillations is examined. The distribution of SR power in the phase space (X_0, X_0', Y_0, Y_0') in the centre of radiation source is obtained, when the stationary electron distribution in the phase space (x, x', y, y') is available. The dependence of SR "brightness" on the lattice structure and betatron numbers is discussed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

К 538.56:621.384.665

В. АКАНОВ

ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ
 СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАКЛОННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
 С УЧЕТОМ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В работе рассматривается пространственно-угловое распределение мощности синхротронного излучения (Ω) с учетом бета-тронных колебаний. Получено распределение Ω в фазовом пространстве (X_0, X'_0, Y_0, Y'_0) в центре дуги формирования излучения при наличии стационарного распределения электронов в фазовом пространстве (x, x', y, y') . Обсуждается влияние структуры периода и частот бетатронных колебаний исконной траектории электронов на яркость Ω .

Бревичский физический институт

март 1985

Как известно [1,2], пространственно-угловое распределение мощности синхротронного излучения (СИ), генерируемого в накопителях электронов, при заданных значениях энергии частиц E_0 и радиуса закругления ρ определяется распределением электронов в фазовом пространстве поперечных бетатронных колебаний. Получение зависимости между этими распределениями позволит исследовать влияние различных возмущений и резонансов на пространственно-угловое распределение СИ, что позволит формировать пучки СИ с заданными характеристиками. Важно также решение обратной задачи нахождения параметров электронного распределения по распределению СИ [3]. С этой целью в настоящей работе решена задача получения распределения мощности СИ в фазовом пространстве (X_0, X'_0, Y_0, Y'_0) в центре дуги формирования излучения при наличии стационарного распределения электронов в фазовом пространстве (x, x', y, y') . Получена аналитическая формула для приближенного расчета плотности излучения в начале координат фазового пространства $(X_0=0, X'_0=0, Y_0=0, Y'_0=0)$, определяющей яркость источника, что позволит проводить оптимизацию как параметров накопителя в целом, так и участков формирования пучков СИ. проведённые на их основе расчеты, одор-

вленные в виде таблиц и графиков, проведены для параметров проектируемого в ЕРФИ накопителя электронов для генерации пучков СВЧ "РСМ-6 - 1.5".

Как известно [4], стационарное электронное распределение в накопителях при наличии связи x, y колебаний может быть найдено в результате решения уравнения Фоккер-Планка для заданной магнитной системы. Как показано в [5], оно подчиняется нормальному закону и может быть представлено в виде:

$$P_{эл}(\bar{x}) = \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{\det |b_{ij}|}} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^4 A_{ij} x_i x_j\right), \quad (1)$$

где x_1, x_2, x_3, x_4 - означают координаты фазового пространства (x, x', y, y') , A_{ij} - матрица, обратная корреляционной матрице b_{ij} ; производная взята по азимутальной координате θ .

В отсутствие связи колебаний формула (1) принимает вид:

$$P_{эл} = \frac{1}{4\pi^2 E_x E_y} \exp\left[-\frac{1}{2E_x}(\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2) - \frac{1}{2E_y}(\gamma_y y^2 + 2\alpha_y y y' + \beta_y y'^2)\right]$$

где α, β, γ - элементы матрицы Твисса, E_x, E_y - горизонтальный и вертикальный эмиттансы пучка. Двигущиеся по орбите релятивистские электроны теряют часть своей энергии на синхротронное излучение по касательной к траектории движения в угле $\theta = \gamma^{-1}$, где γ - лоренц-фактор частицы.

Угловое распределение мощности СВЧ имеет вид [6]:

$$d^2 \bar{Q} = \frac{3 p_\delta^2}{\pi (1 + \gamma^2 \theta^2)^3} \left[1 - \frac{4 \gamma^2 \theta^2 \cos^2 \phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

где P - полная мощность излучения, углы θ и ϕ показаны на рис. I. Эти углы можно выразить через координаты фазового пространства

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}^2 \theta &= \operatorname{tg}^2 (X' - x') + \operatorname{tg}^2 (Y' - y'), \\ \operatorname{tg} \phi &= \frac{\operatorname{tg} (Y' - y')}{\operatorname{tg} (X' - x')}, \end{aligned} \quad (4)$$

где x' , y' - углы мгновенной траектории электрона, X' , Y' - углы излучения данным электроном фотона (рис. I). Для малых значений $(X' - x')$, $(Y' - y')$ и θ эти соотношения принимают вид:

$$\begin{aligned} \theta^2 &= (X' - x')^2 + (Y' - y')^2, \\ \operatorname{tg} \phi &= \frac{Y' - y'}{X' - x'}. \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда угловое распределение мощности СИ электрона с фазовыми координатами (x, x', y, y') будет иметь вид:

$$d^2 \bar{Q}(X' - x', Y' - y') = \frac{3P_e^2}{\pi(1 + \gamma^2(X' - x')^2 + \gamma^2(Y' - y')^2)^3} \left[1 - \frac{4\gamma^2(X' - x')^2}{(1 + \gamma^2(X' - x')^2 + \gamma^2(Y' - y')^2)^2} \right] dx' dy'.$$

Характер зависимости \bar{Q} от $(X' - x')$ и $(Y' - y')$ позволяет аппроксимировать его гауссовским распределением

$$d^2 Q(X' - x', Y' - y') = \frac{A_0}{2\pi b_{x'} b_{y'}} \exp \left[-\frac{(X' - x')^2}{2b_{x'}^2} - \frac{(Y' - y')^2}{2b_{y'}^2} \right] dX' dY'. \quad (7)$$

Параметры распределения A_0 , $b_{x'}$, $b_{y'}$ определим из следующих условий:

$$d^2 Q(0, 0) = d^2 \bar{Q}(0, 0),$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d^2 Q(x'-x', 0) d(x'-x') = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \bar{Q}(x'-x', 0) d(x'-x'),$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d^2 Q(0, y'-y') d(y'-y') = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \bar{Q}(0, y'-y') d(y'-y'); \quad (8)$$

откуда получим $\beta_{x'} = 0,274/\gamma$, $\beta_{y'} = 0,47/\gamma$,
 $\beta_0 = 0,773 \cdot \beta$.

На рис.2 представлены графики $d^2 Q$ и $d^2 \bar{Q}$, откуда видно, что максимальная относительная погрешность приближенного и точного расчета составляет несколько процентов.

Мощность СИ тока электронов I_0 на дуге $d\theta = ds/\rho$ получим, умножив выражение (7) на линейную плотность электронов

$$d^3 V = \frac{I_0 ds}{ec} d^2 Q, \quad (9)$$

где e - заряд электрона, c - скорость света. При наличии электронного распределения ток электронов в фазовом гиперобъеме $dx \cdot dx' \cdot dy \cdot dy'$ определяется следующей формулой:

$$d^4 I = I_0 P_{эл}(x, x', y, y') dx dx' dy dy'. \quad (10)$$

Тогда для мощности, излучаемой на дуге ds током электронов в элементе $dx dx' dy dy'$ в угловой створ $dx' dy'$, получим:

$$d^7 V = \frac{I_0}{ec} P_{эл}(x, x', y, y') d^2 Q(x'-x', y'-y') dx dx' dy dy' ds. \quad (11)$$

Проинтегрировав это выражение по x' и y' от $-\infty$ до ∞ , получим мощность, излучаемую на дуге ds током электронов с площадки $dx dy$ в угловой створ $dx' dy'$ в точке (x, y, x', y')

$$d^5V = \frac{I_0}{ec} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P_{\Sigma\lambda}(x, x', y, y') d^2Q(x' - x, y' - y) dx' dy' dx dy ds. \quad (12)$$

Для определения полного распределения излучения с дуги $2S_1$ необходимо текущее распределение (12) спроецировать на фазовое пространство в точке эквивалентного источника СИ S_0 (рис.3) и проинтегрировать по S в пределах $(S_0 - S_1, S_0 + S_1)$. Для малых S_1/ρ текущее фазовое пространство x, x', y, y' отображается на фазовое пространство в точке $S_0 (X_0, X'_0, Y_0, Y'_0)$ с помощью преобразований [1] (рис.3):

$$\begin{aligned} X_0 &= X - sX' + s^2/2\rho, \\ X'_0 &= X' + s/\rho, \\ Y_0 &= Y - sY', \\ Y'_0 &= Y'. \end{aligned} \quad (13)$$

Согласно вышеизложенному, и с учетом интеграла [7]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-px^2 + qx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{p}} \exp(q^2/p) \quad (14)$$

окончательно для распределения мощности СИ в фазовом пространстве (X_0, X'_0, Y_0, Y'_0) получаем:

$$d^4V = \frac{3I_0 P_y^2}{2\pi^2 ec \sqrt{E_x E_y}} \int_{-S_1}^{S_1} \frac{\exp(-\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^4 A_{ij}(x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j))}{\sqrt{(E_x + \beta_x \sigma_x^2)(E_y + \beta_y \sigma_y^2)}} ds dX_0 dX'_0 dY_0 dY'_0 \quad (15)$$

где

$$\Lambda_{ij} = \begin{vmatrix} \frac{\sigma_{x1}^2 + \gamma_{x0} E_x}{E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)} & \frac{s\sigma_{x1}^2 + \alpha_{x0} E_x}{E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)} \\ \frac{s\sigma_{x1}^2 + \alpha_{x0} E_x}{E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)} & \frac{s^2\sigma_{x1}^2 + E_x \beta_{x0}}{E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)} \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_{y1}^2 + \gamma_{y0} E_y}{E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)} & \frac{s\sigma_{y1}^2 + \alpha_{y0} E_y}{E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)} \\ 0 & 0 & \frac{s\sigma_{y1}^2 + \alpha_{y0} E_y}{E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)} & \frac{E_y \beta_{y0} + s^2\sigma_{y1}^2}{E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)} \end{vmatrix} \quad (16)$$

В формулах (15) и (16) текущие значения амплитуд функций α , β , γ можно выразить через значения их (α_0 , β_0 , γ_0) в точке S_0 эквивалентного источника СИ с помощью преобразований [4]:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 - s\gamma_0, \\ \beta &= \beta_0 - 2s\alpha_0 - s^2\gamma_0, \\ \gamma &= \gamma_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Нетрудно теперь получить выражения для распределения мощности СИ на фазовой плоскости (X_0 , X'_0), проинтегрировав (15) по (Y_0 , Y'_0) от $-\infty$ до ∞

$$d^2V = \frac{3I_0 P_X^2}{\pi \text{гес}} \int_{-s_1}^{s_1} \frac{\exp \left[-\frac{(\sigma_{x1}^2 + \gamma_{x0} E_x) \left(X_0 - \frac{s}{2\rho} \right)^2 + 2(s\sigma_{x1}^2 + \alpha_{x0} E_x) \left(X_0 - \frac{s}{2\rho} \right) \left(X'_0 - \frac{s}{\rho} \right) + (s^2\sigma_{x1}^2 + E_x \beta_{x0}) \left(X'_0 - \frac{s}{\rho} \right)^2}{2E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)} \right]}{\sqrt{E_x(E_x + \beta_x \sigma_{x1}^2)}} ds dX_0 dX'_0 \quad (18)$$

на фазовой плоскости (Y_0 , Y'_0), проинтегрировав (15) по X_0 и X'_0 от $-\infty$ до ∞

$$d^2V = \frac{3I_0 P_X^2}{\pi \text{гес}} \int_{-s_1}^{s_1} \frac{\exp \left[-\frac{(\sigma_{y1}^2 + \gamma_{y0} E_y) Y_0^2 + 2(s\sigma_{y1}^2 + \alpha_{y0} E_y) Y_0 Y'_0 + (s^2\sigma_{y1}^2 + E_y \beta_{y0}) Y_0'^2}{2E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)} \right]}{\sqrt{E_y(E_y + \beta_y \sigma_{y1}^2)}} ds dY_0 dY'_0 \quad (19)$$

Проинтегрировав выражения (18) и (19) еще по одной переменной, получим для распределения мощности СИ по каждой координате следующие формулы:

$$dV(X_0) = \frac{6 I_0 P_{\gamma}^2}{\sqrt{2\pi} e c} \int_{-s_1}^{s_1} \frac{\exp\left[-\frac{(X_0 - \frac{s^2}{2\rho})^2}{2(s^2 \bar{\sigma}_{x_1}^2 + E_x \beta_{x_0})}\right]}{\sqrt{s^2 \bar{\sigma}_{x_1}^2 + E_x \beta_{x_0}}} ds dX_0,$$

$$dV(X'_0) = \frac{3 I_0 P_{\gamma}^2 \rho}{e c} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{X'_0 + s_1/\rho}{\sqrt{2(\bar{\sigma}_{x_1}^2 + \gamma_{x_0} E_x)}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{X'_0 - s_1/\rho}{\sqrt{2(\bar{\sigma}_{x_1}^2 + \gamma_{x_0} E_x)}}\right) \right] dX'_0, \quad (20)$$

$$dV(Y_0) = \frac{6 I_0 P_{\gamma}^2}{\sqrt{2\pi} e c} \int_{-s_1}^{s_1} \frac{\exp\left(-\frac{y_0^2}{2(s^2 \bar{\sigma}_{y_1}^2 + \beta_{y_0} E_y)}\right)}{\sqrt{s^2 \bar{\sigma}_{y_1}^2 + \beta_{y_0} E_y}} ds dY_0,$$

$$dV(Y'_0) = \frac{12 I_0 P_{\gamma}^2 \Delta s dY'_0}{e c \sqrt{2\pi} (\bar{\sigma}_{y_1}^2 + \gamma_{y_0} E_y)} \exp\left(-\frac{y_0'^2}{2(\bar{\sigma}_{y_1}^2 + \gamma_{y_0} E_y)}\right) dY'_0.$$

На рис. 4, 5 представлены графики зависимостей $dV(X_0)$ и $dV(Y_0)$. Как и следовало ожидать, $dV(Y_0)$ носит гауссовский характер. Для $dV(X_0)$ максимум смещается в положительную сторону оси X_0 из-за кривизны равновесной орбиты. Зависимость $dV(X'_0)$, как видно из (20), определяется выражением

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_{x_1}^2 + \gamma_{x_0} E_x = \frac{7,5 \cdot 10^{-2}}{\gamma^2} + \frac{3,84 \cdot 10^{-13} \gamma^2 H_{\text{маг}}}{\rho - \alpha R} \gamma_{x_0}, \quad (21)$$

где α - коэффициент пространственного уплотнения, R - средний радиус, а $H_{\text{маг}}$ есть интеграл вдоль заворачивающих магнитов [10]

$$H_{\text{маг}} = \oint_{\text{маг}} \frac{1}{\beta_x} \left(\eta^2 + (\beta_x \eta' - \frac{1}{2} \beta_x' \eta)^2 \right) d\bar{s}, \quad (22)$$

где η - есть функция дисперсии.

При малых энергиях частиц E_0 величина $\bar{\sigma}$ большая за

счет увеличения естественной расходимости излучения β_x , и проявляется характерная зависимость $dV(x_0^i)$ с пиком в точке $x_0^i = 0$. С возрастанием энергии пик исчезает, и функция $dV(x_0^i)$ выходит на плато. При больших энергиях величина β большая за счет увеличения расходимости электронного пучка $\gamma_{x_0} E_x$, и вновь появляется пик в точке $x_0^i = 0$. На рис. 6 приведены схематические графики зависимости $dV(x_0^i)$ при различных энергиях частиц E_0 .

Интерес представляет также плотность излучения в центре газосового пространства эквивалентного источника $d^4V_0(x_0=0, x_0^i=0, y_0=0, y_0^i=0)$, так как эта величина не зависит от способа коллимации лучка [9].

..., формулы (15) имеем

$$d^4V_0 = \frac{3I_0 p x^2 p}{2\pi^2 \epsilon_0 \sqrt{E_x E_y}} \int_{-\theta_1}^{\theta_1} \varphi(\theta) \exp(\alpha h(\theta)) d\theta dx_0 dy_0 d\theta^i \quad (23)$$

где $\theta = s/\rho$ - безразмерная переменная интегрирования,

$$\alpha = E_x^{-1} \quad \text{и}$$

$$h(\theta) = - \frac{\rho^2 (\beta \beta_x^2 + \gamma_{x_0} E_x) \theta^4 + 4\alpha_{x_0} \rho E_x \theta^2 - 4 E_x \beta_{x_0} \theta^2}{8 (E_x + \beta_x \beta_x^2)}$$

$$\varphi(\theta) = \left[(E_x + \beta_x \beta_x^2) (E_y + \beta_y \beta_y^2) \right]^{-1} \quad (24)$$

Большое значение α позволяет оценить (23) с помощью асимптотического разложения [8] формулы Лапласа [8] для интегралов такого типа

$$\int_a^b \varphi(x) \exp(\alpha h(x)) dx \approx \varphi(x_0) \left[\frac{-\pi}{2\alpha h''(x_0)} \right]^{1/2} \exp(\alpha h(x_0)), \quad (25)$$

где x_0 - точка, в которой функция $h(x)$ достигает максимума.

Функция $h(\theta)$ достигает максимума в точке $\theta = 0$, и тогда для плотности излучения в центре фазового пространства, согласно (25), приближенно имеем

$$d^4V_0 = \frac{3\sqrt{2\pi} I_0 P \gamma^2 \rho dX_0 dX'_0 dY_0 dY'_0}{4\pi^2 e c \sqrt{E_x \beta_{x0} E_y (E_y + \beta_{y0} b_{y0}^2)}} = \frac{3\sqrt{2\pi} I_0 P \gamma^2 \rho}{4\pi^2 e c} F_0 dX_0 dX'_0 dY_0 dY'_0 \quad (26)$$

Выражая P , E_x , E_y через параметры магнитной системы накопителя [10], для d^4V_0 получим:

$$d^4V_0 = 4,75 \cdot 10^3 I_0 \gamma^2 \frac{\rho - \alpha R}{H_{\text{маг}} R \sqrt{K \beta_{x0} (E_y + \beta_{y0} b_{y0}^2)}}, \quad (27)$$

где $K = E_y / E_x$ - коэффициент связи, который в накопителях электронов обычно берут равным 0,01. Как видно из (27), для заданных значений γ , ρ , R , I_0 величина d^4V_0 существенно зависит от структуры ячейки периодичности и частот бетатронных колебаний. В таблице приведены значения F_0 (формула (26)) для различных структур ячейки периодичности накопителя электронов "ЕРСИНЭ - 1.5" с центром S_0 формирования СИ в середине заворачивающего магнита.

Зависимость d^4V_0 от частот бетатронных колебаний можно получить, взяв хорошую аппроксимацию для η - функции в случае магнитной системы с разделенными функциями [10]

$$\eta(s) \approx \frac{\beta_x^{1/2}(s)}{2\pi\rho\gamma_x} \oint_{\text{маг}} \beta_x^{1/2}(\bar{s}) d\bar{s}, \quad (28)$$

подстановка которой в $H_{\text{маг}}$ дает

$$H_{\text{mag}} \approx \frac{1}{\sqrt{x}^2} \left(\oint_{\text{mag}} \beta_x^{1/2}(\bar{s}) d\bar{s} \right)^2 \approx \frac{c \pi^2 \rho^2}{\sqrt{x}^2} (\beta_{x \text{ max}} + \beta_{x \text{ min}}). \quad (29)$$

Для симметричной FODO структуры [II] в приближении тонких линз формула (29) примет вид [9]:

$$H_{\text{mag}} \approx \frac{32 \pi^5 \rho^2 R}{N^2 \mu^2 \sin \mu}, \quad (30)$$

где $\mu = \frac{2\pi \chi_x}{N}$ - набег фазы на период, N - число периодов магнитной системы. Минимальное значение $H_{\text{mag}}(\mu)$ достигается при набеге фазы $\mu_0 \approx 131^\circ$. Поскольку $\alpha^4 V_0$ обратно пропорциональна H_{mag} , то максимальная плотность излучения в центре достигается при том же значении μ . Наличие в формуле (26) в знаменателе β_{x0} приводит к смещению максимума $\alpha^4 V_0(\mu)$. В зависимости от параметров β_{x0} и χ_x значения μ_0 варьирует в интервале $120^\circ - 140^\circ$ соответственно, что при заданном μ синхротронное излучение целесообразно снимать с участка, где $\beta_{x0} = \beta_{x0}(\mu)$ и $\beta_{x0} = \beta_{x0}(\mu)$.

Таблица

Структура периода	ν_x ν_y	α	β_{x0} (м)	β_{y0} (м)	E_x (м·рад)	F_0 (м ⁻² рад ⁻²)
РОВОДО	3,25 2,15	0,127	4,8	6,9	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{10}$
РОВОДО	4,25 3,15	0,054	2,6	3,4	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$9,4 \cdot 10^{10}$
РДР	3,25 2,15	0,095	3,4	3,8	$6,3 \cdot 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^{10}$
Бездисперсионная ячейка	6,25 2,15	0,008	0,5	3,6	$7,1 \cdot 10^{-8}$	$6,5 \cdot 10^{11}$

$$R = 9,872 \text{ м}, \quad \rho = 5,31 \text{ м}, \quad E_0 = 1,8 \text{ ГэВ}, \quad I_0 = 0,1 \text{ А}, \quad K = 0,01$$

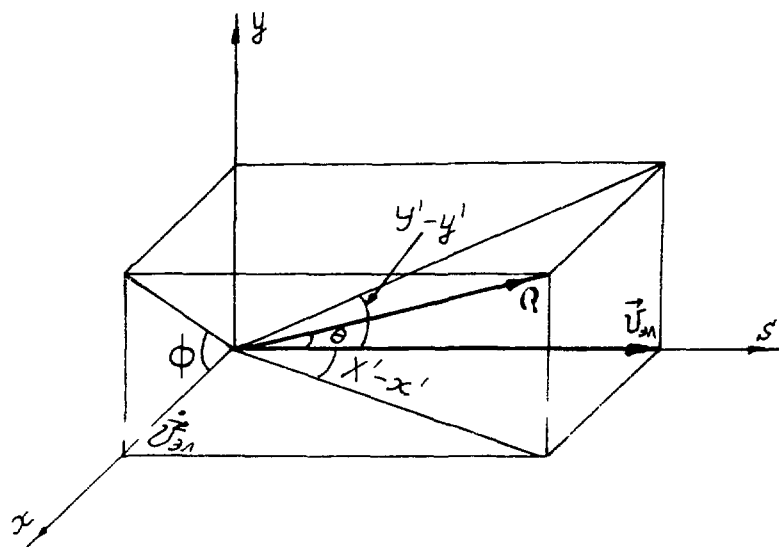


Рис. 1

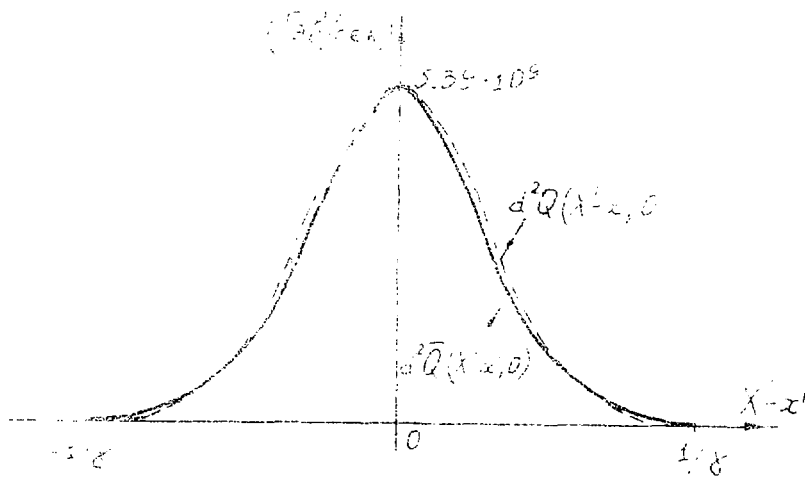
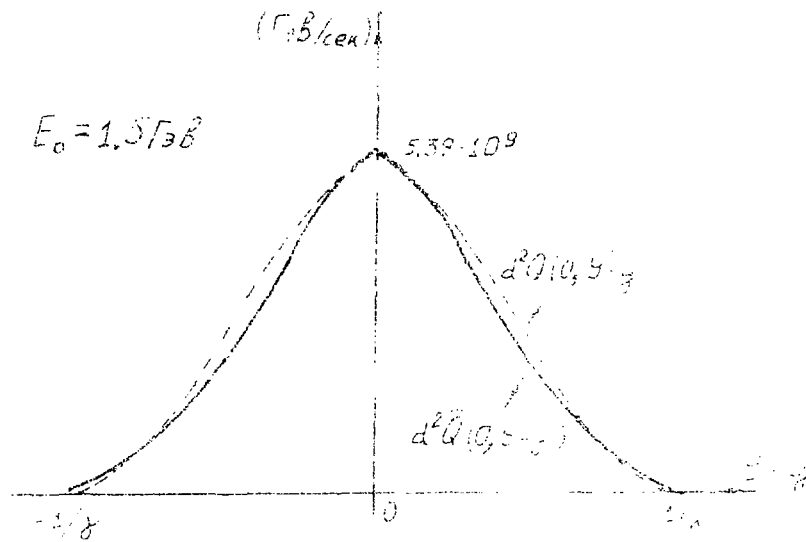


Рис. 2

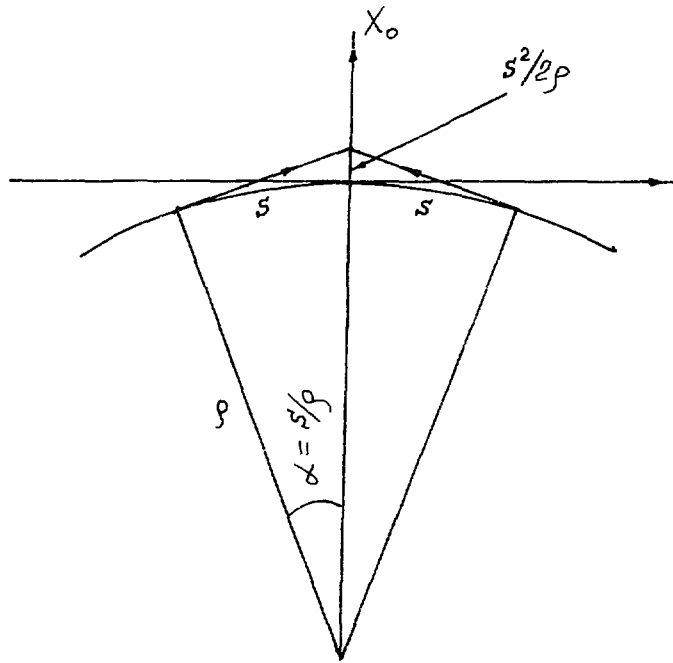


Рис. 3

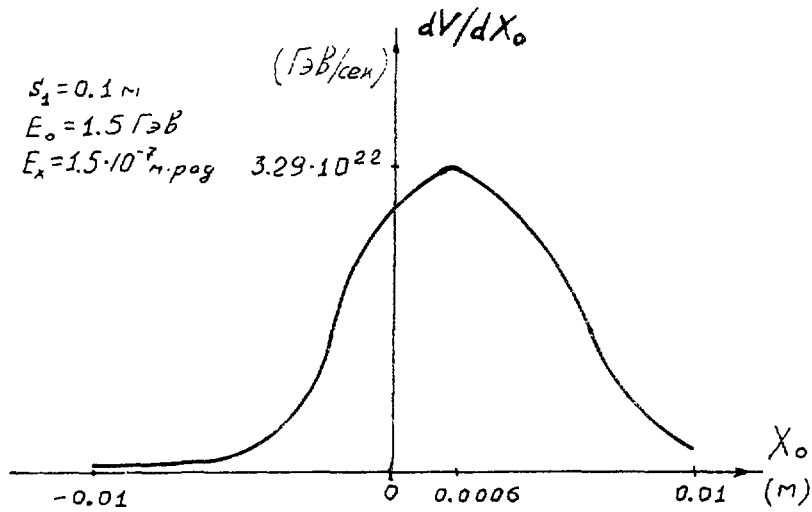


Рис. 4

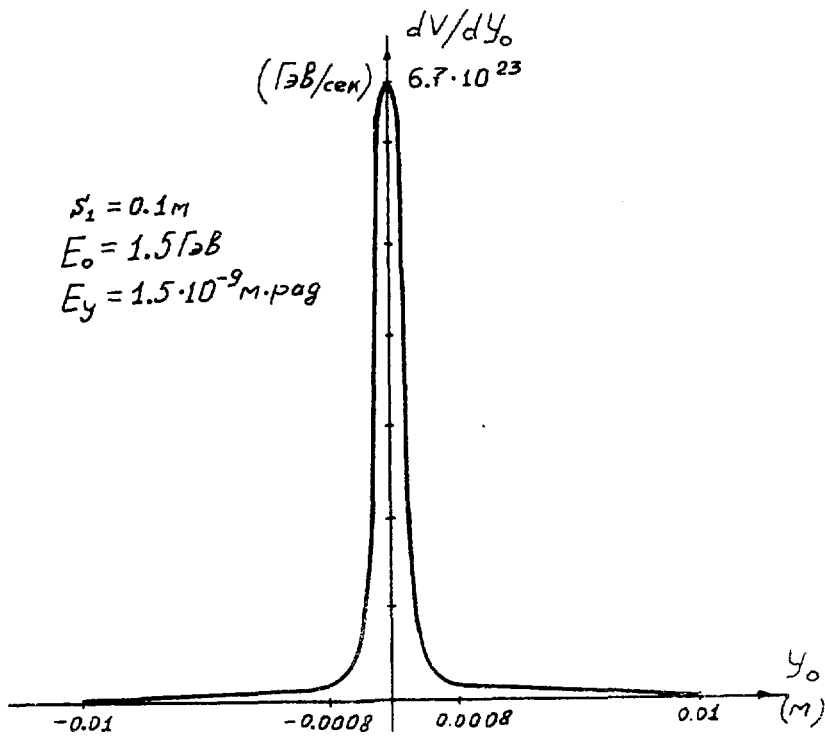


Рис. 5

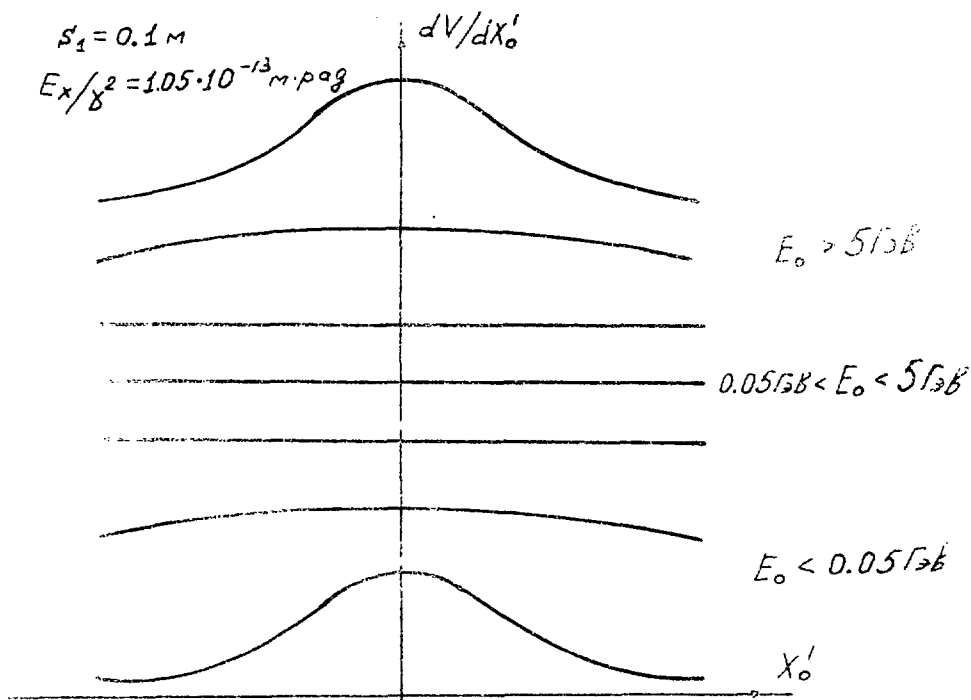


Рис. 6

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Green G.K. Spectre and Optics of Synchrotron Radiation, BNI-50522, April 15, 1976.
2. Кунц К. Свойства синхротронного излучения. В кн. "Синхротронное излучение. Свойства и применение". М.: Мир, 1981.
3. Jackson G.P., Siemann R.H., Mills D.M. Emittance Measurement of the CESR Electron Beam Using Synchrotron Radiation. Proceedings of The 12th Int. Conf. On High Energy Accel; Fermilab, August 11-16, 1983.
4. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1970.
5. Chao A.W., Lee M.T. Particle Distribution Parameters in an Electron Storage Ring. Journal of Applied Physics, vol. 47, No. 10, October, 1976.
6. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
7. Градштейн Л.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.
8. Копсон Э. Асимптотические разложения. М.: Мир, 1966.
9. Karabekov et al. Dependence of the SR Brightness on the Parameters of the Electron Storage Ring Lattice. EPI-612(2) -83.
10. Denis M. The Physics of Electron Storage Rings, SLAC-121, November, 1970.

II. Wiedemann H. Scaling of FODO-cell Parameter, PEP Summer Study, LBL/SLAC, 1973.

Рукопись поступила 20 марта 1985 г.

В.М.ЦАКАНОВ

ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАКОПИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ
С УЧЕТОМ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 15/УП-85г.

ВФ-03750

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,0

Тираж 299 экз. Ц 15к.

Зак.тип. № 310

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 38, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ