

**ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ГДИ****А.И.Цвык, Е.В.Белоусов, А.В.Нестеренко, В.Н. Желтов**

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
e-mail: tsvyk@navag.com ; gdr@ire.kharkov.ua*

*В параксиальном приближении теоретически исследованы особенности формирования и структуры электронного потока в ГДИ с учетом изменения фокусирующего магнитного поля и потенциала на зеркалах открытого резонатора. Отмечены отличительные особенности электронного потока в ГДИ и в ЛОВО. Результаты исследования удовлетворительно согласуются с экспериментальными измерениями статических параметров ЭП в ГДИ.*

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Актуальной проблемой вакуумной СВЧ электроники является создание нерелятивистских источников электромагнитных колебаний в диапазоне частот 300ГГц–300ТГц (субмиллиметровый и инфракрасный диапазоны длин волн; КВЧ волны). Перспективными в этом направлении являются генераторы дифракционного излучения (ГДИ), которые до настоящего времени хорошо изучены в миллиметровом диапазоне [1,2]. Здесь выделяются отражательный ГДИ и ГДИ с неоднородным фокусирующим магнитостатическим полем (ФМП), которые, по сравнению с другими модификациями ГДИ, могут работать при малых плотностях электронного тока; однако сильное оседание электронного потока (ЭП) на поверхность решетки в этих генераторах ограничивают возможности создания на этой основе ГДИ в КВЧ диапазоне. В работах [1,2] отмечается, что для создания ГДИ на частотах выше 300ГГц необходимо использовать достаточно тонкие ЭП с повышенной плотностью тока и с минимальным оседанием электронов на поверхность микроструктурной дифракционной решетки. В ГДИ период решетки ( $l \approx n\lambda\beta$ ) и эффективная толщина ЭП ( $2z_{eff} \approx \lambda\beta/\pi$ ) существенно уменьшаются с уменьшением длины волны  $\lambda$  генерации и скорости  $\beta$  потока. На практике в КВЧ диапазоне толщина ЭП может в несколько раз превышать  $2z_{eff}$ , при этом на возбуждение генератора существенное влияние могут оказывать изменения структуры ЭП, определяемой изменениями в пространстве взаимодействия плотности тока, распределением электронов по скоростям, изменениями траекторий движения электронов и другими параметрами потока [3,4]. Поэтому для создания ГДИ в КВЧ диапазоне требуется дальнейшее развитие теории (совместное решения уравнений статики и электродинамики) и экспериментальных исследований этих генераторов. Основополагающим для развития экспериментальных исследований в этом направлении является создание ЭП с высоким качеством структуры потока, которая к настоящему времени в ГДИ изучена недостаточно.

Целью данной работы является получение аналитических формул для расчета статических характеристик и параметров электронного потока в ГДИ с учетом специфических особенностей изменения фокусирующего магнитного поля в направлении движения электронов и потенциала зеркал ОР.

**2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Рассматривается ГДИ (рис.1а,б), который расположен между полюсными наконечниками ( $N_1; N_2$ ) магнита и содержит

полусферический открытый резонатор (ОР), образованный сферическим и плоским (с дифракционной решеткой) зеркалами, диодную электронную пушку ленточного ЭП, коллектор электронов. Начало прямоугольной системы координат  $xuz$  выбирается в центре поверхности полюсного наконечника  $N_1$ ; ось  $Oy$  направлена по оси полюсных наконечников, ось  $Ox$  – по ширине ЭП (параллельна канавкам решетки), а ось  $Oz$  – по толщине ЭП (перпендикулярна поверхности плоского зеркала ОР). В плоскостях  $y=y_k$ ;  $y_a$ ;  $y_{or}$ ;  $y_{кол}$  расположены катод и анод электронной пушки, ось ОР и коллектор электронов соответственно.

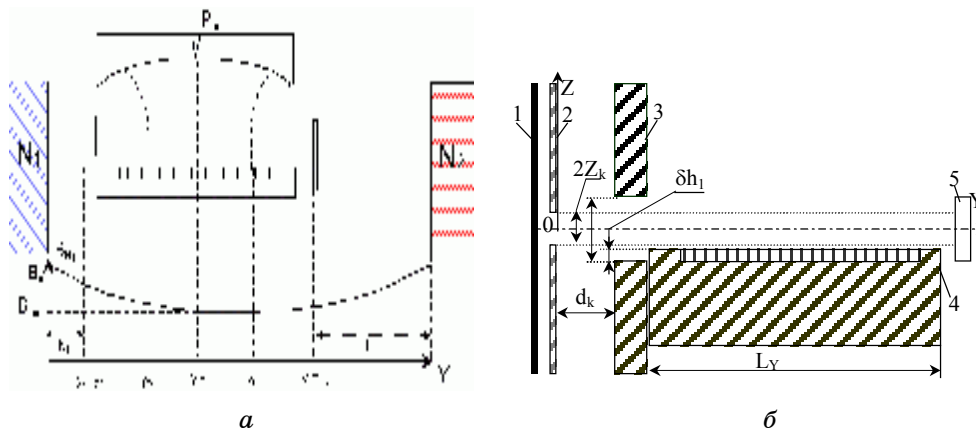


Рисунок 1 – ГДИ между полюсными наконечниками магнита с провисающим полем (а) и общий вид электронно-оптической системы генератора (б)

Обозначим:

$S_k$ ;  $2z_k$ ;  $2x_k$  – сечение, толщина и ширина катода электронной пушки;  
 $2z_a$ ;  $2x_a$ ;  $d_a$  – высота, ширина и толщина (длина  $y_{a2}$ –  $y_{a1}$  по оси  $Oy$ ) щели анода;

$d_k$  – расстояние между катодом и анодом электронной пушки;

$h_1$  и  $h_2$  – расстояния поверхностей нижнего (с решеткой) и верхнего зеркал ОР до границ катода  $z = \pm z_k$ ;  $h_1 = z_a - (z_k + \delta_{h1})$ ;  $h_2 = z_a - (z_k - \delta_{h2})$ ;

$\delta_{h1}$  и  $\delta_{h2}$  – расстояния поверхностей зеркала ОР до нижней и верхней границ щели анода соответственно;

$D_{or} = \frac{\lambda_{or}}{2} q = h_1 + h_2 + 2z_k$  – расстояние между зеркалами ОР, где  $\lambda_{or}$  – длина волны возбуждаемого в ОР колебания,  $q=1,2,3,\dots$ ;  $2a_{or}$  – апертура зеркал ОР;  $L$  – длина решетки;

$D_B$  и  $L_B$  – диаметр полюсных наконечников магнита и расстояние между ними;

$b_1$  и  $b_2$  – расстояния наконечника  $N_1$  магнита ( $y=0$ ) до катода ( $y=y_k$ ) и наконечника  $N_2$  до коллектора ( $y=y_L \approx y_{кол}$ ) соответственно.

$V_a$ ,  $V_1$  и  $V_2$  – напряжение анода, нижнего и верхнего зеркал ОР соответственно;  $B$  – индукция фокусирующего магнитного поля;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\eta = e/m$  – отношение заряда к массе электрона;  $I$  – электронный ток потока;  $j = I/S_k$  – плотность тока.

Определим статические поля, в которых движется ЭП, и траектории движения электронов.

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОКУСИРУЮЩЕГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

На рис. 2 приводятся измеренные (крестики) вдоль оси  $Oy$  значения продольной компоненты поля  $B_y(0,y,0)$  электромагнита с круглыми наконечниками диаметра  $D_N=50\text{мм}$  для  $L_B=60\text{мм}$ ; здесь кривые 1,2,3 соответствуют токам электромагнита  $I=I_1; 1,5I_1; 2I_1$  (этот электромагнит используется в экспериментальных исследованиях ГДИ [1,2]). Видно, что осевая компонента  $B_y$  поля  $\vec{B}$  между полюсными наконечниками магнита «провисает». Глубина провисания поля  $B_y(y)$  увеличивается с уменьшением параметра  $D_N/L_B$ , что может привести к изменениям параметров ЭП. Экспериментальные кривые удовлетворительно аппроксимируются теоретической кривой:

$$B_y(y) = B_N f(y); f(y) = 1 - \xi \sin(\pi y/L_B), \quad (1)$$

где  $B_N = B_y(0)$  - значение компоненты поля  $B_y$  на полюсных наконечниках;  $\xi = (B_N - B_{\min})/B_N$  - относительная амплитуда провисания поля (параметр неоднородности  $B_y$ ); теоретические кривые 1,2,3 на рис.2 рассчитываются при заданных из эксперимента значениях  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$ .

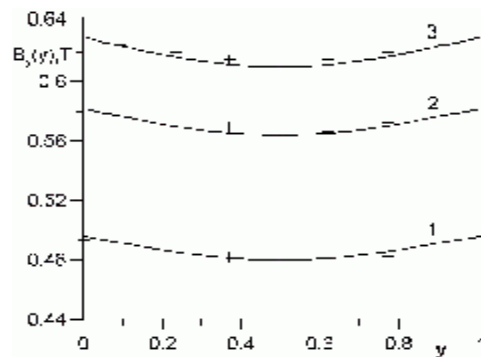


Рисунок 2- Изменение продольной компоненты поля  $B_y$  вдоль оси  $Oy$ ; крестики - эксперимент; непрерывные линии - аппроксимация экспериментальных кривых функцией (1)

Связь осевой компоненты  $B_y$  с компонентами поля  $\vec{B}(b_x, b_y, b_z)$  между полюсными наконечниками находится из решения уравнения Лапласа для магнитоэстатического потенциала  $\varphi_B$  с использованием соотношения  $\vec{B} = -grad\varphi_B$ . В результате получим

$$b_x(x, y, z) = \frac{x}{r} b_r(x, y, z); \quad (2a)$$

$$b_y(x, y, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\nu}{(\nu!)^2} B_y^{(2\nu)}(y) \left(\frac{r}{2}\right)^{2\nu} = B_y(y) - \frac{r^2}{4} B_y''(y) + \frac{r^4}{64} B_y^{(4)}(y) - \dots; \quad (2b)$$

$$b_z(x, y, z) = \frac{z}{r} b_r(x, y, z), \quad (2в)$$

где обозначено:  $(2\nu)$  и штрихи - производные по координате  $y$ ;  $2\nu$  (без скобок) - возведение в степень;

$$b_r(x, y, z) = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{(-1)^v}{(v-1)!v!} B_y^{(2v-1)}(y) \left(\frac{r}{2}\right)^{2v-1}; \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

При условии  $2r \ll D_N$  в рядах (2) можно ограничиться первыми членами:

$$b_x(x, y, z) = -\frac{1}{2} x B_y'(y); \quad b_y(x, y, z) = B_y(y); \quad b_z(x, y, z) = -\frac{1}{2} z B_y'(y). \quad (3)$$

Воспользовавшись (1), (3), находим проекцию  $z_B(y)$  силовой линии поля  $\vec{B}$  на плоскость  $z=0$  и значения  $b_z, |\vec{B}_{zy}|$  на этой линии.

$$z_B(y, z_N) = \frac{z_N}{\sqrt{f_y(y)}}; \quad b_z(y, z_N) = -\frac{1}{2} B_N z_N \frac{f_y'(y)}{f_y^{3/2}(y)}; \quad |\vec{B}_{zy}| = \sqrt{b_z^2(y, z_N) + B_y^2(y)}, \quad (4)$$

где  $z_N$  – начальная координата  $z_B(0, z_N)$  на полюсном наконечнике  $N_1$  магнита.

Из (4) видно, что в области  $z > 0$  силовые линии  $z_B(y)$  «выпуклые», а в области  $z < 0$  – «провисающие» относительно оси  $Oy$ ; в плоскости  $y=L_B/2$  на силовой линии значения  $B_y=B_{min}, b_z=0$ , а при переходе через эту плоскость компонента поля  $b_z(y)$  меняет знак.

Среднее значение поля (1) в области движения ЭП ( $y_k < y < y_{кол}$ ) вычисляется по формуле

$$\bar{B}_{kL} = B_N \bar{f}_{kL}; \quad \bar{f}_{kL} = 1 - \xi \frac{2L_B}{\pi D_{kL}} \cos \frac{\pi(b_1 + b_2)}{2L_B} \cos \frac{\pi(b_1 - b_2)}{2L_B}. \quad (5)$$

Решая уравнение движения электронов в поле  $\vec{B}_y$ , можно в первом приближении определить степень влияния параметра неоднородности  $\xi$  и изменения профиля ФМП на структуру ЭП. В частности, при  $b_1=b_2$  формула (5) определяет среднее значение симметричного поля (1) относительно плоскости  $y=y_{ор}=L_B/2$ ; при  $b_2=L_B/2$  – спадающего в интервале  $y_k < y < y_{ор}$  поля  $B_y$ , а при  $b_1=L_B/2$  – нарастающего в интервале  $y_{ор} < y < y_{кол}$  магнитного поля. Очевидно, что в спадающем поле  $B_y$  электроны приближаются к поверхности решетки, а в нарастающем – удаляются от решетки, что соответственно может привести к повышению или к снижению эффективности взаимодействия ЭП с полем резонатора [1,2].

Если расстояние от катода ( $y=y_k=b_1$ ) до коллектора ( $y=y_{кол}$ ) ГДИ разделить на  $N$  равных частей длиной  $\delta$  и обозначить  $y=y_n+\chi; y_n=y_k+n\delta$ , то магнитное поле (1) можно представить в виде ступенчатой функции

$$B_y(y) = B_N \sum_{n=0}^N \bar{f}_n(y) G(y_n + \chi), \quad \varepsilon \leq \chi \leq \delta - \varepsilon, \quad (6)$$

где обозначено:  $\bar{f}_n = \frac{1}{\delta - 2\varepsilon} \int_{y_n+\varepsilon}^{y_{n+1}-\varepsilon} f(y) dy$  – среднее значение функции  $f(y)$

поля (1) в интервале  $[y_n+\varepsilon, y_{n+1}-\varepsilon]$ ;  $\varepsilon \ll \delta$ ;  $\varepsilon \leq \chi \leq \delta - \varepsilon$ ;  $\chi$  – переменная величина,

которая определяет изменение координаты  $y$  вдоль длины отдельной ступеньки поля (6);  $G(y_n+\chi)$  - функция, которая равна 1 на длине ступеньки ( $\varepsilon \leq \chi \leq \delta - \varepsilon$ ), значениям  $(\bar{f}_n + \bar{f}_{n+1})/2$  - в точках разрыва  $y=y_{n+1}$  и равна нулю при других значениях  $y$ . Воспользовавшись (6) и результатами решения задачи движения ЭП в усредненном поле  $\bar{E}_y$ , можно получить аналитическое решение уравнения движения электронов в провисающем поле (1).

#### 4. ПОТЕНЦИАЛ И ПОЛЕ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ

**Область электронной пушки ( $y_k \leq y < y_{a2}$ ).** Рассматривается ЭП, который образуется электронами « $p$ », вылетающими с поверхности катода (щель экрана, рис.1 б), с начальными скоростями  $v^{(p)} = \sqrt{v_{zk}^2 + v_{yk}^2}$  в плоскостях  $z=pz_k$ ,  $|p| \leq 1$ . Здесь обозначено:  $2z_k$  - начальная толщина потока;  $v_{yk}$  и  $v_{zk} = v_{z0}^{(p)} + v_{z\rho}^{(p)}$  - продольная и поперечная компоненты скорости электронов;  $v_{z0}^{(p)} = p v_{yk} \operatorname{tg} \gamma_0$  - «техническая» компонента скорости (определяемая потенциалом эквипотенциальной линии на щели катода без ЭП);  $\gamma_0$ -угол (направление) движения граничных электронов ( $p=\pm 1$ ;  $z = \pm z_k$ );  $v_{z\rho}^{(p)} = v_{yk} \operatorname{tg} \gamma_\rho^{(p)}$  и  $\gamma_\rho^{(p)}$  - «физическая» компонента скорости и направление движения  $p$ -го электрона, обусловленные действием на электроны поперечной силы пространственного заряда в плоскости  $z = pz_k$  потока.

В области электронной пушки потенциал  $\varphi_\rho^{(p)}$  и поперечная компонента поля  $E_{z\rho}^{(p)}$  пространственного заряда в плоскости  $z = pz_k$  потока толщиной  $2z_k$  находятся из решения уравнений Лапласа (область  $|z| \geq z_k$ ,  $y_k \leq y < y_a$ ) и Пуассона (область  $|z| \leq z_k$ ,  $y_k \leq y < y_a$ ):

$$\varphi_\rho^{(p)} = \frac{1}{2} A (pz_k)^2 + \varphi_0 ; E_{z\rho}^{(p)} = -A p z_k , A = \frac{1}{\varepsilon_0 \sqrt{2\eta}} \frac{j_k}{\sqrt{U_a}} , \quad (7)$$

где  $\varphi_0$  - потенциал (минимум) на оси ЭП;  $j_k$  - плотность тока на щели катода.

Разность (провисание) потенциалов  $\varphi_\rho^p - \varphi_0$  по сечению ЭП создает в плоскости  $z=pz_k$  поперечную компоненту скорости  $v_{z\rho}^{(p)} = \sqrt{2\eta |(\varphi_\rho^{(p)} - \varphi_0)|}$  электронов и значение  $\operatorname{tg} \gamma_\rho^{(p)} = v_{z\rho}^{(p)} / v_{yk}$  на щели катода

$$\operatorname{tg} \gamma_\rho^{(p)} = p \operatorname{tg} \gamma_\rho ; \operatorname{tg} \gamma_\rho = z_k \sqrt{A/2V_a} \quad (8)$$

С учетом «технической» компоненты скорости и (8) тангенс направления движения электронов на щели катода ( $y=y_k$ ) определяется суммой

$$\operatorname{tg} \gamma_k^{(p)} = p \operatorname{tg} \gamma_0 + \operatorname{tg} \gamma_\rho^{(p)} \quad (9)$$

Из (9) следует, что при отрицательном значении  $tg\gamma_0 = -tg\gamma_p$  существует критическое значение плотности катодного тока  $j_{0k}$ , при котором поле пространственного заряда компенсирует «техническую» компоненту  $E_z$  поля линзы; в этом случае на щели катода  $tg\gamma_k = 0$ , а при  $j_k > j_{0k}$  значение  $tg\gamma_k > 0$ , т.е. образуется рассеивающая линза. При известном (заданном) отрицательном значении  $tg\gamma_0$  критическая плотность катодного тока определяется выражением

$$j_{0k} \approx 0,01V_a^{1,5} \left( \frac{tg\gamma_0}{z_k} \right)^2, \quad tg\gamma_0 < 0, \quad (9a)$$

где  $j_{0k}$  – в мА;  $z_k$  – в миллиметрах;  $V_a$  – в Вольтах.

Если  $tg\gamma_0 > 0$ , то на щели катода всегда образуется рассеивающая электронная линза.

В плоскостях  $y = y_{a1}$  (вход) и  $y = y_{a2}$  (выход) анодной щели на электроны потока действует поле  $E_a$  короткофокусной рассеивающей линзы со значениями [5]

$$tg_{a1}^{(p)} = 2z_1^{(p)}(y_{a1})/3d_k; \quad tg_{a2}^{(p)} = 2z_2^{(p)}(y_{a2})/3(d_k + d_a), \quad (10)$$

где  $z_{1,2}^{(p)}(y_{a1,2})$  – поперечные компоненты траектории движения  $p$ -го электрона в плоскостях  $y = y_{a1,2}$ , которые ниже находятся из решения уравнения движения электронов в областях  $y_k \leq y \leq y_{a1}$  и  $y_{a1} \leq y \leq y_{a2}$ .

**Область ОР** ( $y_{a2} \leq y \leq y_L$ ). После пролета электронами (в магнитном поле (1)) пространства от катода до плоскости  $y = y_{a2}$  электронный поток толщиной  $2z_{a2} = 2z_2^{(1)}(y_{a2})$  поступает в объем ОР ( $y_{a2} \leq y < y_L$ ), где на электроны действуют поле пространственного заряда и поле зеркал резонатора, которые имеют потенциал  $V_1$  (нижнее зеркало) и  $V_2$  (верхнее зеркало). Потенциал  $\varphi_{or}(z)$  и поле  $E_{z,or}(z)$  в потоке находятся из решения уравнений Лапласа и Пуассона с учетом граничных условий: непрерывности потенциала и скачка компоненты поля  $E_z$  на границах  $z = \pm z_{a2}$  потока. В результате для  $\varphi_{or}$  и  $E_{z,or}$  в потоке получим:

$$\varphi_{or}(z) = \frac{1}{2}Az^2 + C_1z + \varphi_{0V}; \quad E_{z,or}(z) = -Az - C_1; \quad (11)$$

$$\varphi_{0V} = -\frac{1}{2}Az_{a2}^2 - Az_{a2}(z_{a2} - 2(h_1 + z_k)(1 - h_0)) + V_2 - V_{2,1}(1 - h_0), \quad (12)$$

где обозначено:  $\varphi_{0V}$  – потенциал на оси потока;

$$C_1 = -0,5Az_{a2}(1 - 2h_0) + V_{2,1}/D_{or}; \quad h_0 = (h_1 + z_k)/D_{or}; \quad V_{2,1} = V_2 - V_1.$$

Из (12) следует, что несимметричное расположение зеркал ОР относительно оси ЭП ( $h_2 > h_1$ ) приводит к смещению минимума  $\varphi_0$  потенциала (7) к верхней границе потока в плоскость  $z = z_{\min}$ :

$$z_{\min} = z_{a2}(1 - 2h_0) - V_{2,1}/D_{or}; \quad \varphi_{\min} = -0,5Az_{\min}^2 + \varphi_{0V}. \quad (13)$$

Воспользовавшись (11)-(13), находим разность  $\Delta\varphi_{or}^{(p)} = \varphi_{or}^{(p)} - \varphi_{min}$  потенциала между поверхностями  $z=pz_{a2}$  и  $z=z_{min}$ , а также поперечную компоненту поля  $E_{z,or}^{(p)}$ , скорость  $v_{z,or}^{(p)}$  и значение  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)}$  в плоскости  $z=pz_{a2}$ :

$$\Delta\varphi_{or}^{(p)} = \frac{1}{2} A \left[ pz_{a2} - z_{a2}(1 - 2h_0) + \frac{V_{2,1}}{AD_{or}} \right]^2;$$

$$E_{z,or}^{(p)} = -Az_{a2} (pz_{a2} - 1 + 2h_0) + \frac{V_{2,1}}{D_{or}};$$

$$v_{z,or}^{(p)} = \sqrt{2\eta\Delta\varphi_{or}^{(p)}}, \quad tg\gamma_{\rho,or}^{(p)} = \sqrt{\Delta\varphi_{or}^{(p)}/V_a}. \quad (14)$$

Из (13), (14) видно, что изменением напряжения  $V_1, V_2$  на зеркалах ОР можно управлять параметрами ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ, что перспективно для создания ГДИ с управляемой статическим полем дифракционной решеткой. В случае, когда зеркала ОР находятся под потенциалом анода [1], то  $V_1=V_2=V_a$ , а выражения (13),(14) упрощаются:

$$z_{min} = z_{a2}(1 - 2h_0); \quad E_{z,or}^{(p)} = -Az_{a2} (p - 1 + 2h_0);$$

$$tg\gamma_{\rho,or}^{(p)} = (p - 1 + 2h_0) \frac{z_{a2}}{z_k} tg\gamma_{\rho}. \quad (14a)$$

Из анализа (12)-(14) следует, что при условии  $h_1 \neq h_2$  в ЭП толщиной  $2z_{a2}$  относительно плоскости  $z=z_{min}$  выделяется три слоя электронов: тонкий  $\delta z_1$ ; средний  $\delta z_2$  и нижний  $\delta z_3$ . Если  $V_{1,2}=0$ , то слой  $\delta z_1$  образуется вблизи верхней границы потока и имеет толщину

$$\delta z_1 = 2z_{a2} (h_1 + z_k) / D_{or}. \quad (15)$$

Поскольку в ГДИ значение  $D_{or} \gg h_1 + z_k$  (верхнее зеркало ОР расположено на большом расстоянии от границы потока), то  $\delta z_1 \ll 2z_{a2}$ . В тонком слое движутся электроны с индексами  $(1 - 2h_0) \leq p \leq 1$ ; здесь скорости  $v_{za}^{(p)}$ ,  $v_{z,or}^{(p)}$  и  $tg\gamma_a^{(p)}$ ,  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)}$  имеют положительные значения, т.е. электроны в слое  $\delta z_1$  удаляются от поверхности решетки и имеют максимальные значения  $v_{z,or}^{(1)}$  и  $tg\gamma_{or}^{(1)}$  на верхней границе потока ( $p=1$ ).

Средний слой  $\delta z_2$  потока электронов расположен между плоскостями  $p_0 z_k \leq z < z_{min}$ ; здесь скорости электронов  $v_{za2}^{(p)}$  и  $tg\gamma_{a2}^{(p)}$  (которые образуются в потоке под действием поля анодной линзы) противоположны по знаку значениям  $v_{z,or}^{(p)}$  и  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)}$  ( $v_{za2}^{(p)} > 0$ ;  $tg\gamma_{a2}^{(p)} > 0$ ;  $v_{z,or}^{(p)} < 0$ ;  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)} < 0$ ); в результате, по сравнению с тонким слоем, электроны в слое  $\delta z_2$  имеют меньшие значения поперечных составляющих скоростей и  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)}$ , т.е. наблюдается явление частичной компенсации статическим полем  $E_{z,or}^{(p)}$

поля  $E_a$  рассеивающей анодной линзы. На нижней границе слоя  $\delta z_2$  электронов (плоскость  $z=p_0 z_k$ ;  $p_0 = (1 - 2h_0)/(1 + 2,16 \cdot 10^{-3} V_a^{3/4} / d_{ка} \sqrt{j})$ ) значение  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p_0)} = -tg\gamma_a^{(p)}$ , т.е.  $E_{z,or}^{(p)}$  полностью компенсирует поле  $E_a$  линзы. Поэтому на нижней границе среднего слоя электроны будут иметь только продольную компоненту скорости  $v_y = \sqrt{2\eta V_a}$  и, как будет показано ниже, в продольном магнитном поле будут двигаться по прямолинейным траекториям.

Нижний слой  $\delta z_3$  потока расположен между плоскостями  $-z_k \leq z < p_0 z_k$ ; в этом слое электроны движутся к поверхности дифракционной решетки, при этом с уменьшением  $z$  абсолютные значения поперечной компоненты скорости  $v_z$  и  $tg\gamma_{or}^{(p)}$  увеличиваются и достигают максимального (отрицательного) значения на нижней границе ЭП ( $p=-1$ ).

Таким образом, при движении ЭП вблизи поверхности дифракционной решетки в потоке наблюдается расслоение электронов по поперечным скоростям, что приводит, как будет показано ниже, к формированию в ОР неоднородного ЭП по траекториям движения электронов. Полученные выше результаты позволяют обосновать выбор начальных условий для решения уравнения движения электронов и объяснить ряд особенностей формирования ЭП в ГДИ.

## 5. ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГДИ

Ключевой задачей для профилирования магнитостатического поля в ГДИ является определение характеристик и параметров ЭП в усредненном магнитном поле (1). Зная эти характеристики и воспользовавшись (6), можно получить аналитическое решение уравнения движения электронов в привисяющем поле (1).

Траектории движения электронов, которые вылетают с точки  $M_{mp}(x = mx_k; z = pz_k)$  поверхности катода, находятся из решения уравнения движения

$$\frac{d^2 \vec{r}^{(p)}}{dt^2} = \eta \vec{E}^{(p)} + \eta [\vec{v}^{(p)} \times \vec{B}^{(p)}], \quad (16)$$

где  $\vec{E}^{(p)}(E_x^{(p)}, E_y^{(p)}, E_z^{(p)})$  и  $\vec{B}^{(p)}(b_x^{(p)}, b_y^{(p)}, b_z^{(p)})$  - электростатическое и магнитное поля, в которых движется электрон;  $|m| \leq 1$ ;  $|p| \leq 1$ .

В общем случае для заданной ЭОС уравнение (16) решается совместно с уравнениями электростатики численными методами. Однако в отдельных случаях можно получить аналитическое решение этого уравнения, в частности в параксиальном приближении [5].

Рассматривается электронный поток (сечением  $S_k = 2x_k \times 2z_k$  на щели катода, рис.1,б), который движется в усредненном магнитном поле  $\vec{B}(0, \vec{B}_y, 0)$ . Если ширина потока  $2x_k$  значительно больше его толщины  $2z_k$ , то влиянием поперечной компоненты поля  $E_x^{(p)}$  на электроны в потоке можно пренебречь. В этом случае уравнение (16) решается для электронов, которые вылетают с точки  $M_{op}(0; z = pz_k)$  поверхности катода и движутся в полях  $\vec{B}_y$  и  $\vec{E}^{(p)}(0, E_y, E_z^{(p)})$ , где компонента  $E_y^{(p)}$  в области катод-анод определяется градиентом потенциала и равна нулю в



пространстве «дрейфа» ( $y > y_{a2}$ ), а компонента  $E_z^{(p)}$  - выражениями (7), (14). Кроме этого полагаем, что катод электронной пушки работает в режиме полного отбора электронного тока и пренебрегаем продольным провисанием потенциала в ЭП. С учетом этих приближений, воспользовавшись методикой [5], уравнение (16) сводится к решению системы дифференциальных уравнений

$$\frac{dx^{(p)}}{dy} - \frac{2\pi}{\lambda_c} (z^{(p)} - pz_k) = 0; \quad (17a)$$

$$\frac{d^2 z^{(p)}}{dy^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 (z^{(p)} - \zeta_0^{(p)}) = 0, \quad (17б)$$

где  $\lambda_c = \frac{2\pi}{\eta} \frac{v_y}{B_y}$  - циклотронная длина волны электронов;  $\zeta_0^{(p)} = pz_k + \frac{E_z^{(p)}}{\eta B^2}$  -

поперечное смещение электрона под действием поля  $E_z^{(p)}$ ;

$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dy} v_y$ ;  $v_y = \frac{dy}{dt} = \sqrt{2\eta V_a}$ ;  $v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dy} v_y$  - компоненты скорости

электронов; система уравнений (17) определяет проекции траекторий движения электронов на плоскости  $zOy$  и  $xOy$ , при этом вначале из уравнения (17б) находится  $z^{(p)}(y)$ , а затем из (17а) -  $x^{(p)}(y)$ .

Решение уравнения (17) проводится методом частичных областей с последующей сшивкой траекторий движения на границах раздела. В системе рис. 1б выделяем три области: 1-катод-анод,  $y_k \leq y \leq y_{a1}$  со значениями  $x^{(p)}(y) = x_1^{(p)}(y)$ ;  $z^{(p)}(y) = z_1^{(p)}(y)$ ; 2-щель анода,  $y_{a,1} \leq y \leq y_{a2}$ ,  $x^{(p)}(y) = x_2^{(p)}(y)$ ,  $z^{(p)}(y) = z_2^{(p)}(y)$ ; 3-анод-коллектор,  $y_{a,2} \leq y \leq y_L$ ,  $x^{(p)}(y) = x_3^{(p)}(y)$ ;  $z^{(p)}(y) = z_3^{(p)}(y)$ .

В первой и во второй областях уравнения (17б) решаются при начальных условиях:

$$a) y = y_k (\text{на катоде}); z_1^{(p)}(y_k) = pz_k; \left. \frac{dz_1^{(p)}(y)}{dy} \right|_{y=y_k} = tg\gamma_k^{(p)}, \quad (18a)$$

$$б) y = y_{a,1} (\text{на входе щели анода}); z_2^{(p)}(y_{a1}) = z_1^{(p)}(y_{a1});$$

$$\left. \frac{dz_2^{(p)}(y)}{dy} \right|_{y=y_{a,1}} = tg\gamma_2^{(p)}, \quad (18)$$

где  $tg\gamma_k^{(p)}$ ;  $tg\gamma_{a1}^{(p)}$  -вычисляются по формулам (9), (10);

$tg\gamma_2^{(p)} = tg\gamma_{a1}^{(p)} + tg\gamma_{B,1}^{(p)}$ ;  $tg\gamma_{B,1}^{(p)} = \left. \frac{dz_1^{(p)}(y)}{dy} \right|_{y=y_{a1}}$  - определяет изменение

направления движения электронов магнитным полем  $\bar{B}_y$  в плоскости  $y=y_{a1}$ .

Воспользовавшись (7) и полагая в (17,б)  $E_z^{(p)} = E_{z\rho}^{(p)}$ , находим

$$z_1^{(p)}(y) = z_0^{(p)} + \frac{|tg\gamma_k^{(p)}|}{tg\gamma_k^{(p)}} R_1^{(p)} \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda_c} (y - y_k) + \psi_1^{(p)} \right], \quad y_k \leq y \leq y_{a1}; \quad (19a)$$

$$z_2^{(p)}(y) = z_{02}^{(p)} + \frac{|tg\gamma_2^{(p)}|}{tg\gamma_2^{(p)}} R_2^{(p)} \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda_c} (y - y_{a1}) + \psi_2^{(p)} \right], \quad y_{a1} \leq y \leq y_{a2}, \quad (19б)$$

где параметры  $z_0^{(p)}$ ,  $z_{02}^{(p)}$  - равновесные траектории движения электронов;  $R_1$ ,  $\psi_1$  и  $R_2$ ,  $\psi_2$ -амплитуды и фазы пульсаций траекторий в первой и во второй областях;  $a_\sigma$  - параметр Бриллюэна; в (19,б) эти параметры вычисляются по следующим формулам:

$$z_0^{(p)} = p(z_k + a_\sigma); a_\sigma[\text{мм}] = 1,08 \cdot 10^{-3} z_k \frac{j}{\bar{B}_y^2 \sqrt{V_a}};$$

$$R_1^{(p)} = \sqrt{(pa_\sigma)^2 + \left( \frac{\lambda_c}{2\pi} tg\gamma_k^{(p)} \right)^2};$$

$$\lambda_c[\text{мм}] = 2,12 \cdot 10^{-2} \frac{\sqrt{V_a}}{\bar{B}_y}; tg\gamma_k^{(p)} = p(tg\gamma_0 + tg\gamma_\rho); tg\gamma_\rho = 9,74 z_k \frac{\sqrt{j}}{V_a^{3/4}};$$

$$\psi_1^{(p)} = -arctg 2\pi \frac{pa_\sigma}{\lambda_c tg\gamma_k^{(p)}}; R_2^{(p)} = \sqrt{(z_1^{(p)}(y_{a,1}) - z_0^{(p)})^2 + \left( \frac{\lambda_c}{2\pi} tg\gamma_2^{(p)} \right)^2};$$

$$z_1^{(p)}(y_{a,1}) = z_0^{(p)} + \frac{|tg\gamma_k^{(p)}|}{tg\gamma_k^{(p)}} R_1^{(p)} \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda_c} d_k + \psi_1^{(p)} \right]; tg\gamma_2^{(p)} = tg\gamma_{a,1}^{(p)} + tg\gamma_{B,1}^{(p)};$$

$$tg\gamma_{B,1}^{(p)} = \frac{|tg\gamma_k^{(p)}|}{tg\gamma_k^{(p)}} R_1^{(p)} \frac{2\pi}{\lambda_c} \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_c} d_k + \psi_1^{(p)} \right); \psi_2^{(p)} = arctg 2\pi \frac{z_1^{(p)}(y_{a,1}) - z_0^{(p)}}{\lambda_c tg\gamma_2^{(p)}},$$

$z_{02}^{(p)} = z_0^{(p)} + \delta_\varepsilon$ ;  $\delta_\varepsilon$  - смещение  $z_0^{(p)}$  в области  $d_k - \varepsilon < y < d_k + \varepsilon$  вблизи плоскости  $y=y_{a1}$  полем рассеивающей линзы (при малом значении  $\delta_\varepsilon$  можно положить  $z_0^{(p)} \approx z_{02}^{(p)}$ ).

В (19б) параметры длины ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $\bar{\lambda}_c$ ,  $a_\sigma$  и другие) измеряются в миллиметрах; индукция  $\bar{B}_y$  - в теслах; напряжение  $V_a$  - в вольтах; плотность тока  $j = I/S_k$  - в  $\text{мА}/\text{мм}^2$ .

В третьей области  $y_{a,2} \leq y \leq y_L$  уравнение (17,б) решается при начальных условиях

$$в) y=y_{a,2} \text{ (на выходе щели анода): } z_3^{(p)}(y_{a2}) = z_2^{(p)}(y_{a2});$$

$$\left. \frac{dz_3^{(p)}(y)}{dy} \right|_{y=y_{a2}} = tg\gamma_3^{(p)} \quad (18в)$$

где  $tg\gamma_3^{(p)} = tg\gamma_{a2}^{(p)} + tg\gamma_{\rho,or}^{(p)} + tg\gamma_{B,2}^{(p)}$ ; значения  $tg\gamma_{a2}^{(p)}$  и  $tg\gamma_{\rho,or}^{(p)}$  вычисляются по формулам (10) и (14,a), а  $tg\gamma_{B,2}^{(p)} = \frac{dz_2^{(p)}(y)}{dy}\Big|_{y=y_{a2}}$  - определяет изменение направления движения электронов магнитным полем  $\bar{B}_y$  в плоскости  $y=y_{a2}$

Воспользовавшись (14a) и полагая в (17б)  $E_z^{(p)} = E_{z,or}^{(p)}$  с учетом (18е), находим

$$z_3^{(p)}(y) = z_{0,or}^{(p)} + \frac{|tg\gamma_3^{(p)}|}{tg\gamma_3^{(p)}} R_3^{(p)} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda_c}(y - y_{a2}) + \psi_3^{(p)}\right], \quad y_{a,2} \leq y \leq y_L, \quad (19е)$$

где обозначено:

$$z_{0,or}^{(p)} = z_{03}^{(p)} - z_{0h}; z_{03}^{(p)} = p \left( z_k + a_\sigma \frac{z_{a2}}{z_k} \right);$$

$$R_3^{(p)} = \sqrt{(z_2^{(p)}(y_{a2}) - z_{0,or}^{(p)})^2 + \left(\frac{\lambda_c}{2\pi} tg\gamma_3^{(p)}\right)^2};$$

$$z_{0h} = a_\sigma \frac{z_{a2}}{z_k} (1 - 2h_0); z_2^{(p)}(y_{a2}) = z_0^{(p)} + \frac{|p|}{p} R_2^{(p)} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda_c} d_a + \psi_2^{(p)}\right];$$

$$tg\gamma_{B,2}^{(p)} = \frac{|p|}{p} R_2^{(p)} \frac{2\pi}{\lambda_c} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_c} d_a + \psi_2^{(p)}\right); \quad \psi_3^{(p)} = arctg 2\pi \frac{z_2^{(p)}(y_{a2}) - z_{0,or}^{(p)}}{\lambda_c tg\gamma_3^{(p)}};$$

$$tg\gamma_3^{(p)} = tg\gamma_{a2}^{(p)} + tg\gamma_{\rho,or}^{(p)} + tg\gamma_{B,2}^{(p)}.$$

Подставляя (19) в (17a), находим  $x_1^{(p)}(y)$ ,  $x_2^{(p)}(y)$ ;  $x_3^{(p)}(y)$ . В частности, в области пространства взаимодействия ГДИ

$$x_3^{(p)}(y) = x_{0,3}^{(p)}(y - y_{a2}) - \frac{|tg\gamma_3^{(p)}|}{tg\gamma_3^{(p)}} R_3^{(p)} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda_c}(y - y_{a2}) + \psi_3^{(p)}\right]; \quad (20)$$

где

$$x_{0,3}^{(p)} = \frac{2\pi}{\lambda_c} (z_{0,or}^{(p)} - pz_k).$$

Из (19е), (20) находим траекторию движения p-го электрона в пространстве взаимодействия ГДИ

$$(z_3^{(p)}(y) - z_{0,or}^{(p)})^2 + [x_3^{(p)}(y) - x_{0,3}^{(p)}(y - y_{a2})]^2 = (R_3^{(p)})^2. \quad (21)$$

Из (21) следует известный физический результат [5]: при  $y=y_c=const$  электроны потока в плоскости  $zox$  движутся по окружностям радиуса  $R_3^{(p)}$  с центром окружностей в точке  $(x_{0,3}^{(p)}(y_c \cdot y_{a2}); z_{0,or}^{(p)})$ . При изменении  $y$  электроны движутся по спиральным траекториям; ось спирали наклонена

к плоскости  $xoy$  под углом сноса  $\chi = \arctg x_{0,3}^{(p)}$ . Поскольку угол  $\chi$  в ленточном потоке небольшой, то обычно изменения траекторий электронов, структуры и формы ЭП определяются изменениями характеристик потока в продольном сечении ЭП (в плоскости  $zoy$ ). Отметим, решая задачу возбуждения ГДИ потоком электронов (19) в приближении заданного поля в резонаторе, можно получить более точные формулы для стартового тока ГДИ [2,6].

В общем случае форма ЭП в плоскости  $zoy$  ограничивается кривыми траекторий движения граничных электронов и определяется изменением толщины  $\Delta z_e$  потока в процессе движения электронов. В области ОР с учетом оседания электронов на поверхность решетки толщина ЭП вычисляется по формуле

$$\Delta z_e^{(p_i)}(y) = z_3^{(1)}(y) - z_3^{(p_i)}(y), \quad (22)$$

где  $p_i = 2\zeta_0 - 1$  - электроны, которые вылетают с поверхности катода в плоскости  $z = p_i z_k$ ;  $\zeta_0$  - коэффициент токооседания электронов на поверхность решетки (на коллектор попадают электроны с индексами  $p_i \leq p \leq 1$ ).

Максимальная  $\Delta z_{e,\max}^{(p_i)}$  и минимальная  $\Delta z_{e,\min}^{(p_i)}$  толщина ЭП определяется выражениями

$$\Delta z_{e,\max}^{(p_i)} = z_3^{(1)}(y_{L1}) - z_3^{(p_i)}(y_{L1}); \quad \Delta z_{e,\min}^{(p_i)} = z_3^{(1)}(y_{L2}) - z_3^{(p_i)}(y_{L2}), \quad (23)$$

где значения  $y_{L1} = \frac{\lambda_c}{4} (1 + 4s - \frac{2}{\pi} \psi_3^{(1)}) + y_{a2}$ ;  $y_{L2} = y_{L1} + 0,5\lambda_c$  - расстояния от анода ( $y = y_{a2}$ ) до плоскостей  $y = y_{L1,2}$  максимального и минимального значений  $z_3^{(1)}(y)$ ;  $s = 0, 1, 2, 3, \dots$

Воспользовавшись (23), находим минимальную и максимальную плотность тока в пучке

$$j_{\min} = 2j_k z_k (1 - \zeta_0) / \Delta z_{e,\max}^{(p_i)}; \quad j_{\max} = 2j_k z_k (1 - \zeta_0) / \Delta z_{e,\min}^{(p_i)}. \quad (24)$$

С учетом (19,в) и (23) равенства (24) приводятся к следующему виду:

$$2z_k (1 - \zeta_0) \frac{j_k}{j_{\max}} = 2(1 - \zeta_0) (z_k + a_\sigma \frac{z_{a2}}{z_k}) - r;$$

$$2z_k (1 - \zeta_0) \frac{j_k}{j_{\min}} = 2(1 - \zeta_0) (z_k + a_\sigma \frac{z_{a2}}{z_k}) + r, \quad (25)$$

где обозначено:  $r = R_3^{(1)} - R_3^{(p_i)} \frac{|tg \gamma_3^{(p_i)}|}{tg \gamma_3^{(p_i)}} \cos(\psi_3^{(1)} - \psi_3^{(p_i)})$ .

Складывая и вычитая равенства (25), получим

$$z_k + a_\sigma \frac{z_{a2}}{z_k} = \frac{1}{2} z_k \left( \frac{j_k}{j_{\max}} + \frac{j_k}{j_{\min}} \right); \quad r = z_k (1 - \zeta_0) \left( \frac{j_k}{j_{\min}} - \frac{j_k}{j_{\max}} \right). \quad (26)$$

Первое равенство в (26) позволяет по известным значениям  $j_{\max}$  и  $j_{\min}$  найти равновесные траектории  $z_{0,or}^{(p)}$  электронов в ОР; со второго равенства

(26) определяется амплитуда  $R_e$  пульсаций электронного пучка, которая выражается через амплитуды  $R_3^{(p)}$  пульсаций траекторий граничных электронов ( $p=1; p_i$ ) либо через плотность тока  $j_{max}$  и  $j_{min}$ :

$$R_e = 0,5(R_3^{(1)} + R_3^{(p_i)} \cos(\psi_3^{(1)} - \psi_3^{(p_i)})), \quad -1 \leq p_i < 0; \quad (27a)$$

$$R_e = 0,5z_k(1 - \zeta_0) \left( \frac{j_k}{j_{min}} - \frac{j_k}{j_{max}} \right). \quad (27b)$$

В (27) учитывается оседание электронов на поверхность решетки, которые вылетают с нижней полутолщины катода ( $-1 \leq p_i < 0$ ). Формулы (27) однозначно определяют значения  $R_e$  и используются на практике в зависимости от исходных данных (например, в работе [3] экспериментально измеряются  $j_{max}$  и  $j_{min}$ ; в этом случае  $R_e$  определяется по (27,б)), а для сравнения теории с экспериментом значения  $j_{max}$  и  $j_{min}$  рассчитываются по формулам (24).

## 6. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В общем случае из (19)-(27) следует, что качество ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ зависит от многих электрических и технических параметров, изменение одного из которых может привести к существенному изменению формы и структуры ЭП. Расчеты характеристик ЭП проводятся при заданных значениях  $\bar{B}_y$ , через которые из формул вида (5) всегда можно найти параметр неоднородности  $\xi$  ФМП и установить степень влияния этого параметра на ЭП. Существенное влияние на формирование ЭП оказывает действие на электроны поперечной компоненты поля пространственного заряда вблизи поверхности катода, которое при значениях  $tg\gamma_{k0} > 0$  увеличивает, а при  $tg\gamma_{k0} < 0$  уменьшает начальный угол направления движения электронов на щели катода ( $y=y_k$ ); на катоде оптимальным для получения минимальных пульсаций траекторий движения электронов в потоке является условие  $tg\gamma_{k0} = -tg\gamma_p$ , которое выполняется для критического тока (9a).

Из анализа траекторий движения электронов в потоке следует, что от катода ( $y=y_k$ ) до конца анодной щели ( $y=y_{a2}=d_k+d_a$ ) формируется ЭП с симметричными (противофазными) траекториями движения электронов относительно оси потока. Однако в области ОР симметричность ЭП нарушается, что связано с перераспределением потенциала внутри потока, вызванное потенциалом зеркал ОР. В частности, на рис.3 отражены общие особенности формирования ЭП в ГДИ с короткой (а) и длинной (б) щелями анода при произвольных (не оптимальных) параметрах ЭОС ( $z_k=0,1\text{мм}$ ;  $d_k=1\text{мм}$ ;  $2x_k=5\text{мм}$ ;  $S_k=1\text{мм}^2$ ;  $I=100\text{мА}$ ;  $tg\gamma_{k0}=-0,06$ ;  $j=100\text{мА/мм}^2$ ;  $\bar{B}_y=0,5\text{T}$ ;  $V_a=2500\text{В}$ ;  $\lambda_{or}=4\text{мм}$ ;  $D_{or}=16\text{мм}$ ;  $q=8$ ; в потоке показаны траектории электронов  $p=0; \pm 0,01; \pm 0,25; \pm 0,5; \pm 0,75; \pm 1$ ). Здесь явно видно влияние потенциала зеркал ОР на ЭП, в частности увеличение амплитуды пульсаций траекторий электронов вблизи поверхности нижнего зеркала, при этом на рис.3а выделяется нижняя граница среднего слоя  $\delta z_2$  потока, где электроны с индексом  $p=0,25$  имеют прямолинейные траектории.

Для ГДИ (а также для других приборов О-типа) важно получить ЭП с малыми пульсациями траекторий движения электронов (особенно в

нижней части потока - вблизи поверхности решетки). В тонкой линзе (а) качество ЭП (форма и структура потока) устанавливается выбором начальных условий на катоде, расстояния  $d_k$  и размеров  $z_a$  щели анода, при этом для получения ЭП с малыми пульсациями траекторий требуются большие магнитные поля. В случае толстой линзы, как показывают проведенные расчеты по формулам (19) траекторий движения электронов, высокое качество ЭП можно получить при существенно меньших значениях  $\bar{B}_y$ , чем в ЭП с тонкой щелью (исследованиям траекторий движения электронов и структуры ЭП будет посвящена отдельная работа).

На рис.4 показаны теоретические и экспериментальные характеристики ЭП с параметрами  $I=12\text{мА}$ ;  $z_k=0,09\text{мм}$ ;  $d_k=0,8\text{мм}$ ;  $2x_k=5\text{мм}$ ;  $z_a=0,3\text{мм}$ ;  $d_a=2\text{мм}$ ;  $tg\gamma_{k0}=-0,012$ ;  $\lambda_{or}=4\text{мм}$ . Здесь (а) – зависимости амплитуды (27) пульсаций ЭП от магнитного поля при значениях:  $V_a=1000\text{В}$  (кривые 1; 1');  $V_a=1500\text{В}$  (кр. 2; 2') и  $V_a=2000\text{В}$  (кр. 3; 3'); (б) – теория, - изменение толщины (22) потока при значениях  $V_a=2000\text{В}$  и  $B_y=0,3; 0,46; 0,4; 0,5\text{Т}$  - кривые 1-4 соответственно; кривые (в) – теория, - структура ЭП, исследуемого в эксперименте при  $V_a=2000\text{В}$ ;  $B_y=0,5\text{Т}$ .

Из кривых на рис.4а следует удовлетворительное согласование теории с экспериментом при напряжении  $V_a=1000\text{В}$  (кривые 1, 1') и существенное отклонение теоретических и экспериментальных кривых при  $V_a>1000\text{В}$ . В частности, в теоретических кривых в области малых магнитных полей наблюдаются уменьшение амплитуды пульсаций с увеличением напряжения  $V_a$  и слабое изменение (увеличение)  $R_e$  с увеличением магнитного поля до определенного значения  $B_V$ , а при значениях  $B > B_V$  – уменьшение  $R_e$  с возрастанием магнитного поля (как и в эксперименте). В эксперименте наблюдается значительное увеличение  $R_e$  с увеличением  $V_a$ , а при заданном  $V_a$  – уменьшение  $R_e$  с увеличением магнитного поля. Установленное рассогласование теории с экспериментом в настоящее время изучается и, по-видимому, объясняется неопределенностью в эксперименте некоторых параметров, которые являются исходными для расчета кривых рис.4,а (в частности, начальных условий на катоде и других).

На рис.4 б, в для экспериментально исследуемого ЭП приведены результаты расчетов изменения толщины потока в процессе движения электронов (б) (при различных значениях  $V_a$ ) и его структуры (в). Из этих данных следует, что при выбранных в эксперименте параметрах ЭОС в пространстве взаимодействия ГДИ формируется качественный ЭП для возбуждения генератора.

Теоретически исследованы ЭП с большими амплитудами пульсаций траекторий движения электронов в пространстве взаимодействия ГДИ. Установлено, что при определенных условиях в потоке могут образоваться сверхплотные электронные сгустки пространственного заряда (плотность заряда в сгустке может значительно превышать начальную плотность заряда на катоде). В частности, это отражено на рис.5, где показано формирование сверхплотного сгустка заряда в ЭП при токе с катода  $I=10\text{мА}$  ( $j=0,1\text{А/см}^2$ ;  $z_k=0,1\text{мм}$ ;  $d_k=1\text{мм}$ ;  $2x_k=5\text{мм}$ ;  $z_a=0,2\text{мм}$ ;  $d_a=2\text{мм}$ ;  $tg\gamma_0=-0,2$ ): (а) - зависимости амплитуды пульсаций  $R_3$  траекторий движения граничных электронов от магнитного поля: кривые 1,2,3 соответствуют  $p=0, \pm 1$  при  $V_a=1500\text{В}$ ; кривые 4;5 для  $p=\pm 1$  при  $V_a=1800\text{В}$ ; (б) – формирование сверхплотного сгустка при  $B=0,35\text{Т}$ ;  $V_a=1800\text{В}$ .

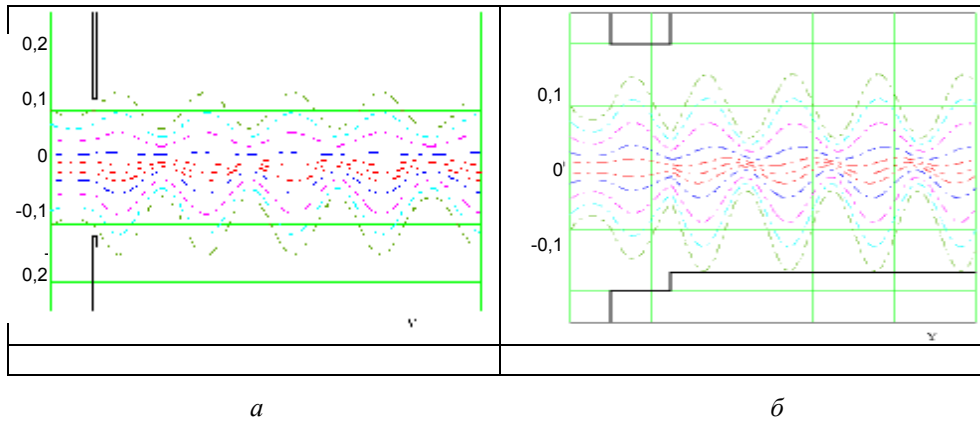


Рисунок 3 – Формирование ЭП в ГДИ с тонкой (а) и толстой (б) щелями анода при параметрах:  $z_a=0,12\text{мм}$ ;  $d_a=0,1\text{мм}$ ;  $\delta_{н1}=0,02\text{мм}$  (а);  $z_a=0,2\text{мм}$ ;  $d_a=1,5\text{мм}$ ;  $\delta_{н1}=-0,03$  (б)

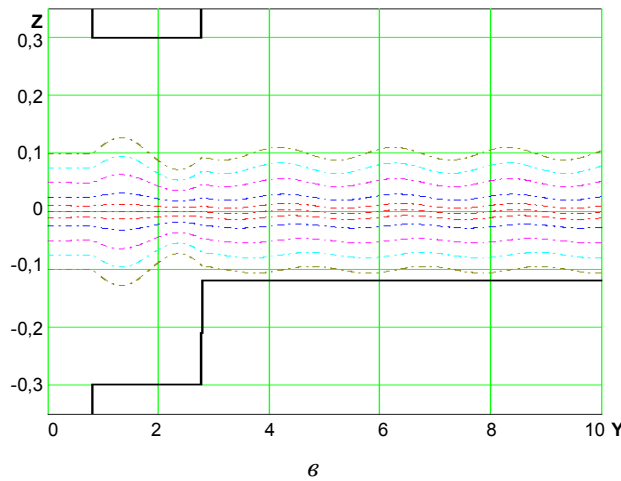
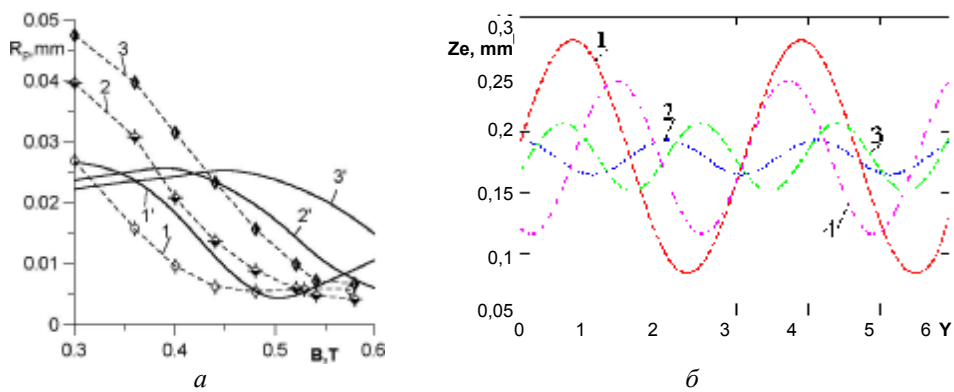


Рисунок 4- Характеристики ЭП, используемого в ГДИ [1]: теоретические (27) и экспериментальные зависимости амплитуды пульсаций ЭП от магнитного поля (а); изменение толщины потока (22) по координате  $y$ , где кривые 1-4 соответствуют  $B_y=0,3; 0,46; 0,4; 0,5\text{T}$  (б); рассчитанная структура ЭП (в)

На рис.5б сверхплотные сгустки образуются после последовательного двукратного сжатия ЭП в области катод - анод и в конце анодной щели; границы сгустков ограничены траекториями движения верхних электронов ( $p=1$ ) и электронов с индексом  $p_i=-0,25$  (траектории электронов на оси потока не пересекаются); здесь толщина сгустка составляет  $10^{-3}$ мм, а электроны, которые вылетают с поверхности катода толщиной  $z_k \leq z < -0,25z_k$  оседают с относительно невысокой плотностью тока в начале края (без решетки) поверхности зеркала ОР. Поскольку сгустки ограничены траекториями электронов с отрицательными индексами  $-1 \leq p_i < 0$ , то сверхплотные сгустки заряда можно создать на очень близком расстоянии от поверхности решетки. Однако очевидно, что увеличение плотности заряда в областях сжатия ЭП приводит к продольному провисанию потенциала, которое в рассматриваемой задаче не учитывается. Поэтому процессы формирования сверхплотных сгустков в ЭП и возможности практического использования таких сгустков в ГДИ требуют развития в этом направлении специальных теоретических и экспериментальных исследований.

Исследованы траектории движения электронов в потоке при изменении расстояния ( $h_2$ ) верхнего зеркала ОР до ЭП. Показано, что в случае  $h_2=h_1$  (рис.6,а) образуется симметричный ЭП, который хорошо изучен и используется в СВЧ приборах О-типа [5,6] (ЛОВО, ЛБВ и др.). На практике, с целью уменьшения влияния верхней (металлической) поверхности на взаимодействие ЭП с пространственной гармоникой СВЧ поля замедляющей структуры (ЗС) (например, в ЛОВО [6]), верхнюю поверхность канала пролета удаляют от поверхности ЗС на расстояние  $H_{\text{лово}}$ ; в этом случае, как показывают проведенные расчеты траекторий электронов по формулам (19), изменяются форма и структура ЭП (рис.6б), что может повлиять на взаимодействие ЭП с полем ЗС (в частности, в коротковолновой области миллиметрового диапазона).

Если в условиях синхронизма электронов с поверхностной гармоникой замедляющей структуры ЛОВО при напряжении  $V_{\text{лово}}$  возбуждается колебание на длине волны  $\lambda_{\text{лово}}$ , то в случае, когда расстояние  $H_{\text{лово}}$  совпадает с полуволновым резонансным расстоянием ГДИ ( $H_{\text{лово}} = \frac{\lambda_{\text{ор}}}{2}; \lambda_{\text{ор}}; \frac{3}{2}\lambda_{\text{ор}} \dots$ ), в ЛОВО при напряжении  $V_{\text{лово}}$  могут

возбуждаться колебания ГДИ на длине волны  $\lambda_{\text{ор}} \approx 505 \frac{l}{\sqrt{V_{\text{лово}}}} < \lambda_{\text{лово}}$ ,

где  $l$  – период ЗС, мм;  $V_{\text{лово}}$  – напряжение анода и ЗС, В.

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты определяются первым приближением решения уравнения движения (16) электронов параксиального потока и могут использоваться для анализа ЭП с амплитудами пульсаций траекторий электронов менее 50% от толщины потока (точность результатов повышается с уменьшением амплитуды пульсаций). Воспользовавшись (19), можно найти изменение плотности заряда в пульсирующем потоке и поправку (из уравнения Пуассона) к градиентной части потенциала статического поля  $\vec{E}^{(p)}$ , тем самым из уравнения (16) можно получить второе приближение для траекторий движения электронов с учетом продольного и поперечного провисаний потенциала в потоке.



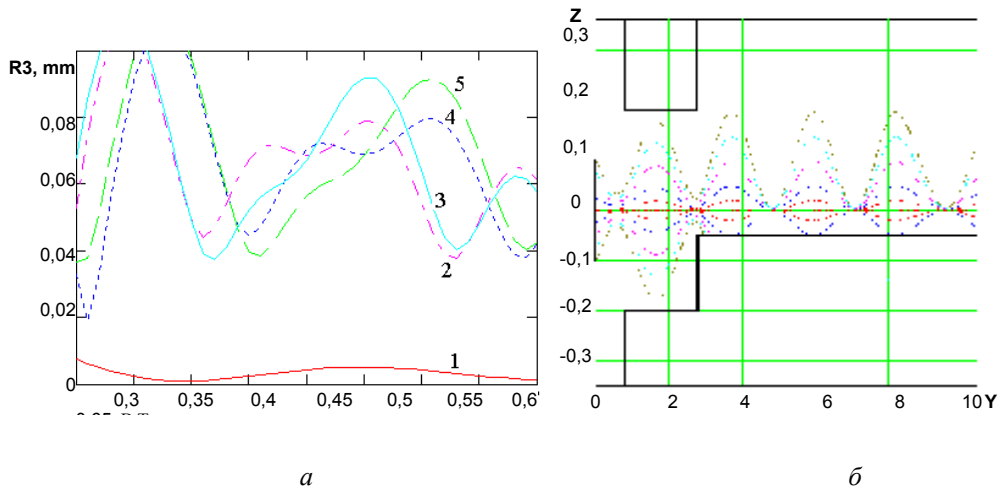


Рисунок 5 - Образование сверхплотных электронных сгустков заряда в ЭП при низкой плотности тока с катода: зависимости амплитуды пульсаций траекторий граничных электронов от  $B$ ; кривые 1,2,3 для  $p=0, \pm 1$  при  $V_a=1500V$ ; кривые 4,5 – для  $p=\pm 1$  при  $V_a=1800V$  (а); формирование сгустков заряда в ЭП (б)

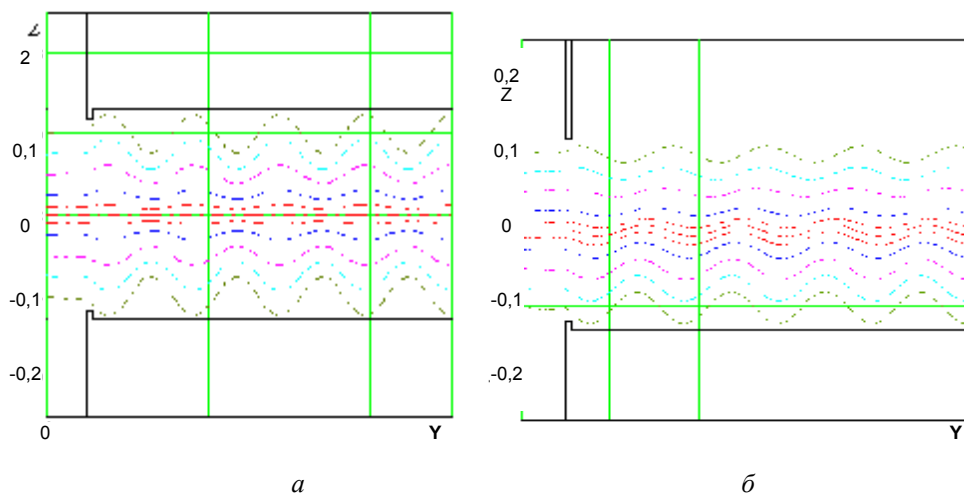


Рисунок 6 – Формирование ЭП в пространстве взаимодействия ЛОВО:  $h_2=h_1$ ; - ЭП с симметричными траекториями движения электронов (а); изменение структуры ЭП в ЛОВО при удалении верхней плоскости канала на 1мм (б)

## 7. ВЫВОДЫ

Одними из отличительных особенностей электронно-оптической системы ГДИ являются изменение фокусирующего магнитного поля в направлении движения электронов и наличие потенциала на зеркалах ОР. С учетом этих особенностей получены аналитические формулы для расчета траекторий движения электронов, амплитуды пульсаций потока, плотности тока в областях сжатия и расширения потока, а также других статических характеристик и параметров ЭП. Установлено, что пространственная структура потока в ГДИ преимущественно определяется

изменениями плотности тока, амплитуды и фазы траекторий движения электронов. При определенных условиях в ГДИ формируется ЭП с малыми пульсациями траекторий электронов вблизи поверхности дифракционной решетки. Выделяется случай возможности образования в потоке сверхплотных электронных сгустков заряда при малой плотности тока с поверхности катода. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными измерениями амплитуды пульсаций и плотности тока ЭП в ГДИ, а также объясняют ряд явлений, наблюдаемых в изменениях выходных характеристик экспериментально исследуемых ГДИ. Показана возможность использования полученных соотношений для определения структуры ЭП в приборах типа ЛОВО, а также отмечается возможность возбуждения колебаний ГДИ в ЛОВО.

Полученные результаты имеют практическое и научное значение и представляют интерес для специалистов в области вакуумной электроники КВЧ диапазона.

## SUMMARY

### ELECTRON BEAM SHAPING IN DRO

*A.I. Tsvyk, E.V. Belousov, A.V. Nesterenko, V.N. Zheltov*

*The O.Ya. Usykov's Institute of Radio Physics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine*

*12 Ak. Proskura Str., Kharkiv, 61085, Ukraine*

*e-mail: tsvyk@navag.com; gdr@ire.kharkov.ua*

*There are theoretical simulations in paraxial approximation of the characteristic shaping properties and a structure of the electron beam in DRO to take into account the variations of a focusing magnetic field and the potentials in the open resonator mirrors. It is noted the distinguishing features of the electron beams in DRO and in a backward-wave tube. The simulation results are in satisfactory accord with the experimental measurements of the statistic parameters of the electron beams in DRO.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генераторы дифракционного излучения /Под ред. В.П.Шестопалова. – Киев: Наук.думка,1991. – 320 с.
2. Цвык А.И. Развитие дифракционной электроники (Достижения и проблемы)/Радиофизика и электроника. – Харьков: ИРЭ НАН Украины, 2005. – С.550-569.
3. Белоусов Е.В., Корж В.Г. Экспериментальное исследование структуры ленточных электронных пучков генераторов О-типа коротковолновой части миллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника. – Харьков: ИРЭ НАН Украины.–1999. – 4, №2. – С.104-109.
4. Воробьев Г.С., Пономарев А.Г., Дрозденко А.А. и др. Численное моделирование движения электронов в электрическом поле аксиально-симметричных электронно-оптических систем // Вісник СумДУ.-2003. – №10(56). – С. 135-144.
5. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки.- М.: Сов. радио, 1966. – 453 с.
6. В.Н.Шевчик, Д.И.Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. – М: Сов.радио, 1970. – 584 с.

**Цвык А.И.**, доктор физ.-мат. наук, профессор,  
старший научный сотрудник;

**Белоусов Е.В.**, старший научный сотрудник;

**Нестеренко А.В.**, научный сотрудник;

**Желтов В.Н.**, младший научный сотрудник

*Поступила в редакцию 28 ноября 2008 г.*