



## **ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ И ТРАНСПОРТИРОВКЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С БОЛЬШОЙ СХОДИМОСТЬЮ**

*В.С. Андрушкевич, Ю.Г. Гамаюнов*

Рассмотрены физические эффекты при формировании и транспортировке интенсивных электронных пучков, обусловленные влиянием поперечных тепловых скоростей электронов и нарушением азимутальной симметрии фокусирующего магнитного поля.

### **Введение**

Тенденция к укорочению длины волны, повышению выходной мощности усилителей О-типа и увеличению долговечности приборов заставляет уточнить и развить сложившиеся подходы и модели при анализе интенсивных электронных пучков. В частности, в мощных усилителях О-типа миллиметрового диапазона электронные пучки имеют высокую компрессию и большую удельную мощность, и для них остро встает проблема обеспечения высокого токопрохождения в пролетных каналах малого сечения. При этом такие факторы, как начальный тепловой разброс скоростей электронов на термокатоде и неизбежное на практике нарушение азимутальной неоднородности магнитного поля, начинают оказывать решающее влияние на формирование и транспортировку электронного пучка.

В настоящей работе изложены результаты исследований влияния на электронный пучок начальных поперечных тепловых скоростей электронов и закономерности транспортировки пучков при нарушении азимутальной однородности магнитного поля, приводящие к появлению эффектов и состоянию пучка, которые не предсказывались прежними моделями и теориями.

### **1. Влияние поперечных тепловых скоростей электронов в электронном пучке**

Наиболее последовательный подход к анализу тепловых пучков в рамках параксиального приближения изложен в [1]. Этот подход основан на использовании модели аксиально-симметричного пучка с максвелловским распределением поперечных скоростей электронов на катоде и расчете двух характерных

траекторий электронов в тепловом пучке, одна из которых соответствует электрону, покидающему кромку катода с нулевой поперечной скоростью (нетепловой электрон), а вторая соответствует электрону, стартующему из центра катода с отличной от нуля скоростью (тепловой электрон). Если эти траектории будут найдены, то через них определяются все основные характеристики пучка: распределение плотности тока по сечению пучка, конфигурация пучка и пр. Оказывается, что задачу о тепловом пучке можно свести к нахождению только траектории нетеплового электрона, через которую затем выражаются характеристики пучка, если воспользоваться связью между функциями, описывающими траектории характерных электронов [1]. Подход [1] был обобщен в [2,3]: учтено в рамках самосогласованной задачи изменение осевой плотности пространственного заряда теплового пучка и использована ортогональная криволинейная система координат, связанная с формой пучка, что расширило возможности подхода при исследовании эффектов поперечных скоростей электронов в сходящихся пучках. Приведем основные уравнения для анализа тепловых пучков. Уравнение, описывающее траекторию нетеплового электрона, имеет вид [2,3]

$$(\varphi_H^2 U')' + 4U\varphi_H \varphi_H'' + (i_0 \varphi_0^2 / \varphi_H^2) [n^2(x) \varphi_H^4 / \varphi_0^4 - (n_0^2 - 1)] = (i_0 / U^{1/2}) [1 - \exp(-P(x))], \quad (1)$$

где  $\varphi_H(x)$  - функция, описывающая траекторию нетеплового электрона;  $U(x)$ ,  $n(x)$  - осевые распределения потенциала и магнитного поля, соответственно, в единицах ускоряющего напряжения  $U_0$  и бриллюэновского поля для пучка радиусом  $r_0 = \varphi_0 \Phi_0$ ;  $n_0$  - превышение рабочего магнитного поля над бриллюэновским для пучка радиусом  $r_0$ ;  $i_0 = 0.0605 P_\mu / \mu^2$ ,  $P_\mu$  - микропервеанс,  $\mu = \Phi_0 / l$ ,  $\Phi_0$  - нормировочные величины поперечных и продольных размеров;

$$P(x) = P_{\min} / \sin^2 \{ [(n_0^2 - 1) / S]^{1/2} \varphi_0 i_0^{1/2} \int_0^x 1 / (\varphi_H^2(\xi) U^{1/2}) d\xi \}, \quad (2)$$

$$P_{\min} = 440 \lambda i_0 (n_0^2 - 1) / S, \quad (3)$$

$\lambda = P_\mu U_0 / T$  - параметр тепловых скоростей,  $T$  - температура катода,  $S = 1 / \varphi_0^2$  - компрессия пучка с нормированным радиусом  $\varphi_0$ . Введенная нормировка величин в (1) оказывается удобной для сопоставления характеристик теплового пучка и соответствующего ламинарного пучка (то есть в отсутствие теплового движения электронов). Уравнения (1)-(3) записаны в ортогональной криволинейной системе координат  $x$ ,  $q_2$ , используемой в теории формирования ламинарных пучков В.Т. Овчарова [4], в которой граничная траектория ламинарного пучка описывается функцией  $\varphi(x)$  и характеризуется поперечной криволинейной координатой  $q_2 = 1$ , а для всех внутренних траекторий  $q_2 < 1$ . В тепловом пучке траектории  $\varphi_H(x)$  уже соответствуют значения криволинейных координат  $q_2$ , зависящих от продольной координаты  $x$ , так что  $\varphi_H(x) = q_2(x) \varphi(x)$ . Связь цилиндрических координат с криволинейными  $x$ ,  $q_2$  определяется выражениями

$$r/l = \mu q_2 \varphi(x) [1 - \mu^2 q_2^2 (\varphi')^2 / 2], \quad z/l = x - \mu^2 q_2^2 \varphi(x) \varphi'(x) / 2,$$

где функция  $\varphi(x)$  является решением уравнения (1) при  $\lambda = \infty$ , то есть при  $T = 0$ . В области, где  $U(x) \equiv 1$  и  $n(x) \equiv n_0$ , из (1) при  $\lambda = \infty$  имеем  $\varphi(x) = \varphi_0$ , и формулы упрощаются

$$r/l = \mu q_2 \varphi_0; \quad z/l = x. \quad (4)$$

Распределение плотности тока  $j(x, q_2)$  по сечению пучка имеет вид

$$j(x, q_2)/j_k = 2P(x)/\varphi_H^2(x) \int_0^1 \exp[-P(x)(q_{2\text{эф}}^2 + q_{2k}^2)] \times I_0[2P(x)q_{2\text{эф}}q_{2k}]q_{2k} dq_{2k}, \quad (5)$$

где  $q_{2\text{эф}} = q_2\varphi/\varphi_H$ ,  $I_0$  - функция Бесселя,  $q_{2k}$  - поперечная координата интегрирования по катоду.

Уравнения (1)-(5) дают возможность достаточно корректно исследовать тепловые пучки. Так, из формулы (5), а также из зависимостей рис. 1 видно, что тепловое движение электронов приводит к неравномерному распределению плотности тока по сечению пучка, причем этот эффект выражен заметнее при уменьшении функции  $P(x)$ . Учитывая связь функции  $P(x)$  с параметрами пучка, (2), (3), нетрудно понять, что наличие поперечных скоростей у электронов пучка приводит к его большему возмущению в случае, если пучок имеет высокую сходимости, малый первеанс и фокусируется магнитным полем с небольшим превышением его значения над бриллюэновским полем. Эта закономерность справедлива как в области формирования (в электронной пушке), так и в регулярной области фокусирующей системы при транспортировке пучка в пролетном канале. При этом возмущение пучка в области пушки проявляется в перераспределении плотности тока по сечению и приводит к уменьшению компрессии пучка и приближению кроссовера ближе к катоду. Нейтрализовать влияние поперечных скоростей электронов в пушке не представляется возможным. Однако уменьшить их влияние можно путем введения в пушку магнитного поля, которое будет как бы удерживать траектории тепловых электронов у силовых линий поля, причем это поле должно начинаться от катода.

В пролетном канале возмущение теплового пучка, естественно, будет зависеть от условий его формирования в пушке, а уровень токопрохождения в канале будет определяться минимально возможным поперечным размером пучка, то есть его предельным сжатием при заданных параметрах (ток, напряжение, диаметр и температура катода, уровень фокусирующего магнитного поля). Выясним, каковы условия предельного сжатия тепловых пучков. Предположим, что значения  $\lambda$ ,  $P_\mu$ ,  $n_0$ ,  $S$  пучка таковы, что  $\exp(-P_{\text{min}}) \ll 1$  (например, для большинства ЭОС приборов миллиметрового диапазона, использующих для фокусировки пучка постоянное магнитное поле, это условие выполняется вполне удовлетворительно). В этом приближении уравнение (1) будет точно совпадать с уравнением граничной траектории обычного ламинарного пучка, и в пролетном канале, где  $U(x) \equiv 1$ ,  $n(x) = n_0$ , при распределении магнитного поля в пушке,

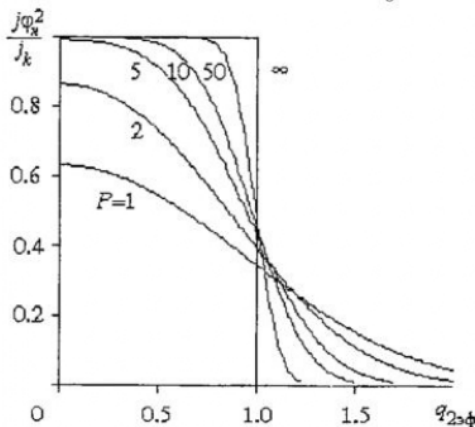


Рис. 1. Распределение плотности тока по сечению пучка

обеспечивающем согласованный ввод ламинарного пучка в канал, будем иметь  $\varphi_H(x) = \varphi_0$ . Иначе говоря, траектория нетеплового электрона в тепловом пучке будет совпадать с граничной траекторией обычного ламинарного пучка. Радиус  $r_p$  огибающей теплового пучка определим из формулы (4), подставив в нее значения поперечной криволинейной координаты  $q_2 = q_p(x)$  огибающей пучка. Значения  $q_p(x)$  следует находить, интегрируя распределение плотности тока (5) по сечению пучка, то есть по координате  $q_2$  в пределах, при которых получится заданный ток. Мы используем прибли-

женное выражение для  $q_p(x)$ , полученное в результате обработки таких численных расчетов.

$$q_p(x) = [(-2 \ln(1 - J))/(2P(x))]^{1/2} \exp [0.06(2P(x))^{1/2}(1 - 1/6(2P(x))^{1/2})] + J^{1/2}[1 - \exp(-0.23(2P(x))^{1/2})], \quad (6)$$

где  $J$  - доля тока, содержащаяся в пределах огибающей. С учетом формул (4) и (6) для радиуса огибающей теплового пучка можно записать общее выражение

$$r_p/r_0 = q_p[P(x), \lambda/S, n_0]. \quad (7)$$

Из (7) следует, что, поскольку функция  $P(x)$  (см. (2)) является периодической, вдоль канала имеет место периодическая последовательность возрастания и спада огибающей пучка, то есть его теплового ореола, причем в плоскостях, где  $P(x) = P_{\min}$ , ореол наиболее выражен,  $r_p > r_0$ ; напротив, там где  $P(x) = \infty$ , ореол отсутствует,  $r_p = J^{1/2} r_0$ , а распределение плотности тока по сечению оказывается таким же, как и в ламинарном пучке радиуса  $r_0$  (см. рис. 1).

Так как нас интересует предельное сжатие пучка, то необходимо выяснить, как можно уменьшить радиус огибающей теплового пучка в пучностях, где  $P(x) = P_{\min}$ . Удобно представить  $r_0$  и  $P_{\min}$  несколько в ином виде, используя бриллюэновский радиус  $r_{Br}$  пучка, соответствующий заданному уровню рабочего магнитного поля и параметрам пучка. В новых обозначениях для радиуса  $r_0$  [5] и величины  $P_{\min}$  имеем следующие выражения:

$$P_{\min} = 440 \lambda i_0 k^2 / S_{Br}, \quad r_0 = r_{Br} [0.5 + 0.5(1 + 4k^2)^{1/2}]^{1/2}, \quad (8)$$

где  $k = B_k r_k^2 / B_0 r_{Br}^2$  - параметр экранировки катода,  $B_0$  - уровень рабочего магнитного поля;  $S_{Br} = r_k^2 / r_{Br}^2$  - компрессия по площади пучка с бриллюэновским радиусом.

С учетом формул (7)-(8) для радиуса огибающей в пучностях получим

$$r_p/r_{Br} = [0.5 + 0.5(1 + 4k^2)^{1/2}]^{1/2} q_p[P_{\min}(\lambda/S_{Br}, k)]. \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что при заданных параметрах пучка и уровне фокусирующего магнитного поля имеется единственная возможность воздействия на радиус теплового пучка в пучностях - это изменение параметра экранировки катода, то есть магнитного потока на катоде. На рис. 2 представлены зависимости  $r_p/r_{Br}$  от  $k$ , рассчитанные по формуле (9) для ряда значений  $\lambda/S_{Br}$ . Видно, что при некоторых  $k = k_{\text{opt}}$  радиус огибающей минимален. Физически наличие минимума у кривых рис. 2 можно объяснить влиянием двух противоположных факторов: увеличением равновесного радиуса пучка  $r_0$  (ф-ла (8)) при увеличении магнитного поля на катоде и одновременным уменьшением при этом теплового ореола. При малом магнитном потоке на катоде радиус теплового пучка увеличен за счет теплового ореола, а при большом магнитном потоке тепловой ореол мал, но радиус теплового пучка увеличивается,

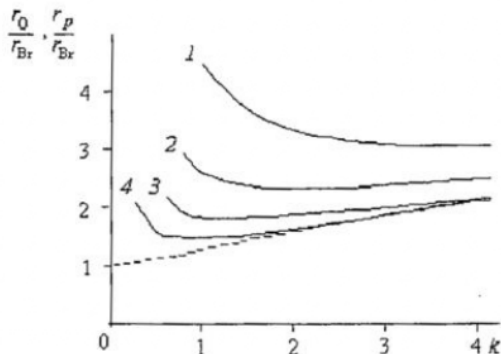


Рис. 2. Зависимость радиуса огибающей теплового пучка от параметра экранировки катода. Кривые 1-4 соответствуют величине параметра  $\lambda/S_{Br} = 0.05, 0.1, 0.2, 0.4$ ; величина токоосодержания  $J = 0.99$

приближаясь к радиусу ламинарного пучка (штриховая линия на рис. 2). Минимумы на кривых рис. 2 определяют радиус  $r_{p\min}/r_{Br}$  огибающей теплового пучка при его предельном сжатии. Таким образом, минимизируя (9), найдем связь  $r_{p\min}/r_{Br}$  с  $k=k_{opt}$  при предельном сжатии пучка для заданной величины  $\lambda/S_{Br}$ , определяемой параметрами холодного пучка. Результаты минимизации представлены на рис. 3. Из рис. 3, а видно, что  $(r_{p\min}/r_{Br}) > 1$  и  $k_{opt} > 0$  всегда. Это означает, что тепловой пучок не может быть сжат (в отличие от ламинарного пучка) до бриллюэновского радиуса и, главное, его предельно минимальный радиус может быть достигнут только в таких ЭОС, у которых катод пронизывается оптимальным магнитным потоком. При этом для каждой совокупности параметров пучка и уровня фокусирующего магнитного поля, характеризующихся обобщенным параметром  $\lambda/S_{Br}$ , существует свой оптимальный магнитный поток на катоде (параметр экранировки катода), при котором обеспечивается предельное сжатие пучка (рис. 3, б). Предельному сжатию теплового пучка будет соответствовать и его предельная компрессия  $S_{pr} = S_{Br} (r_{Br}/r_{p\min})^2$ . Используя зависимости рис. 3, очень просто решить задачу, на какой радиус  $r_{opt}$  «холодного» (ламинарного) пучка следует рассчитывать электронную пушку, чтобы соответствующий тепловой пучок имел предельную компрессию, то есть минимальный радиус огибающей при заданных параметрах пучка и поля. Действительно, для этого необходимо найти величину  $\lambda/S_{Br}$  и из зависимостей рис. 3 определить  $k_{opt}$ , а по формуле (8) вычислить  $r_0 = r_{opt}$ .

Таким образом, высказанная ранее исходя из физических соображений необходимость введения магнитного поля в область пушки и магнитного потока на катоде для минимизации возмущения в тепловом пучке подтверждается представленными расчетами. Поэтому оптимальными с точки зрения получения наилучшего токопрохождения теплового пучка в пролетном канале являются пушки с частичной магнитной экранировкой катода, у которых катод пронизывается соответствующим оптимальным магнитным потоком. Таким образом, модель теплового электронного пучка с максвелловским распределением скоростей термоэлектронов на катоде и описание этой модели на основе подхода [1] дает возможность выявить некоторые особенности таких пучков при их формировании и транспортировке.

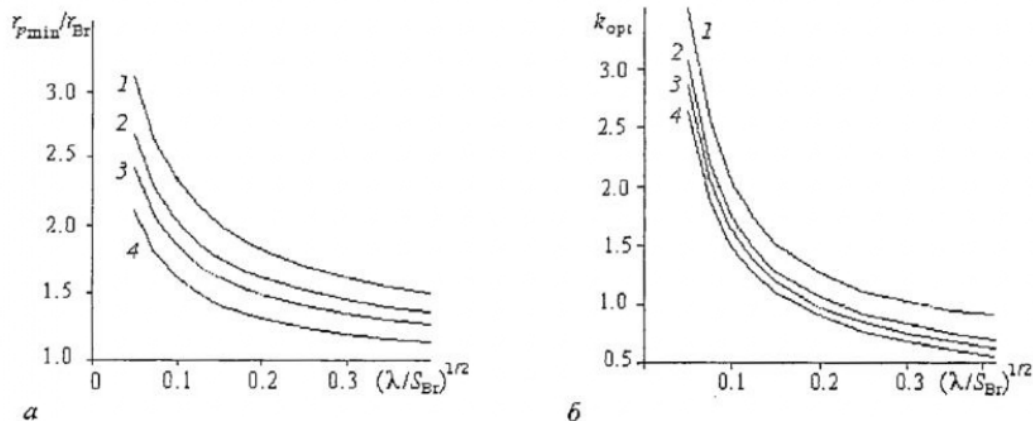


Рис. 3. Зависимость радиуса огибающей теплового пучка (а) и оптимального параметра экранировки катода (б) от величины  $\lambda/S_{Br}$  при предельном сжатии теплового пучка. Кривые 1-4 соответствуют токосодержанию  $J = 0.99, 0.95, 0.9, 0.8$

## 2. Транспортировка электронных пучков при нарушении азимутальной симметрии магнитного поля

Одной из главных причин нарушения токопрохождения электронных пучков в пролетных каналах является наличие нерегулярных поперечных компонент магнитного поля как в униполярных полях, так и в магнитной периодической фокусирующей системе (МПФС).

Известно, например, что приемлемое токопрохождение в МПФС достигается путем последовательного и многократного поворота магнитных колец, при этом уровень нерегулярного поперечного магнитного поля практически не возмущается, а изменяется вдоль канала угол ориентации нерегулярных поперечных полей. Это указывает на особую роль угла ориентации поперечного поля на уровень токопрохождения.

На рис. 4 схематически представлен продольный и поперечный разрез пучка в пролетном канале. Полагаем, что электронный пучок имеет круговое сечение и обладает собственной азимутальной симметрией. При радиальном смещении электронного пучка в пролетном канале на его стенке будут наводиться заряды, которые создадут электрическое поле, воздействующее на электроны пучка. Насколько нам известно, ранее этот эффект не учитывался. Действие наведенных на стенках канала зарядов можно свести к действию зеркального ниточного заряда, находящегося относительно центра пролетного канала на расстоянии  $D=a^2/r$ . Если погонный заряд пучка  $q_0$ , то напряженность поля в центре пучка, создаваемая зеркальным зарядом, равна

$$E = -q_0 r / [2\pi\epsilon_0 a^2 (1 - r^2/a^2)],$$

где  $a$  и  $r$  показаны на рис. 4. В рамках параксиального приближения

$$E = -q_0 r / [2\pi\epsilon_0 a^2].$$

Составляя уравнение движения для центрального электрона пучка в векторной форме и переходя к комплексной поперечной координате  $\tilde{r}$ , получим [6]

$$d^2\tilde{r}/dz^2 - i\beta(z)d\tilde{r}/dz - \eta q_0 \tilde{r} / (2\pi\epsilon_0 a^2 v_0^2) - i\dot{\beta}(z)\tilde{r}/2 = (-i\eta/v_0)B_{\perp}(z), \quad (10)$$

где  $\beta = \eta B_0(z)/v_0$ ;  $\eta = e/m$ ;  $v_0 = (2\eta U_0)^{1/2}$ ,  $U_0$  - потенциал пучка;  $B(z)$  - индукция поля на оси,  $B_{\perp}(z) = |B_{\perp}(z)| \exp(i\psi(z))$ ,  $i$  - мнимая единица.

В случае  $B(z) = B_0 = \text{const}$  общее решение (10) имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{r}(z) = & C_1 \exp[i\beta(1+m)z/2] + C_2 \exp[i\beta(1-m)z/2] + \\ & + \exp[i\beta(1-m)z/2] / (mB_0) \int_0^z |B_{\perp}(z_1)| \exp(i[\psi(z_1) - \beta(1-m)z_1/2]) dz_1 - \\ & - \exp[i\beta(1+m)z/2] / (mB_0) \int_0^z |B_{\perp}(z_1)| \exp(i[(\psi(z_1) - \beta(1+m)z_1/2]) dz_1, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $m = [1 - p/(\pi\epsilon_0 a^2 (2\eta)^{1/2} \beta^2)]^{1/2}$ ,  $p = I/U_0^{3/2}$  - перванс пучка.

В случае ламинарного пучка

$$m = [1 - (bB_{Br}/(aB_0))^2]^{1/2}, \quad (12)$$

где  $B_{Br}$  - индукция бриллоуэновского магнитного поля. Реально  $1 < (B_0/B_{Br}) < 3$ ,  $0.4 < (b/a) < 0.7$ , поэтому  $0.7 < m < 0.93$ , то есть параметр  $m$  близок к единице.

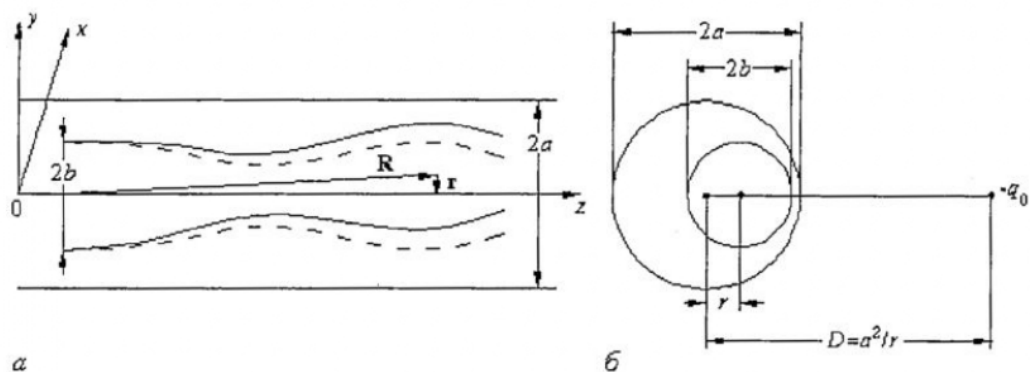


Рис. 4. Схематическое изображение продольного (а) и поперечного (б) сечения электронного пучка

Пусть  $|B_{\perp}(z)|=0$ , тогда решение (11) описывает собственное поперечное движение центра электронного пучка. Это движение характеризуется медленным азимутальным дрейфом  $C_2 \exp[i\beta(1-m)z/2]$ , на который накладываются быстрые осцилляции с амплитудой  $C_1$ . Физическая картина здесь проста: мы имеем типичный азимутальный дрейф в скрещенных электрических и магнитных полях: поперечного электрического поля зеркального заряда и продольного фокусирующего магнитного поля. Теперь рассмотрим вынужденное поперечное движение ( $C_1=C_2=0, |B_{\perp}(z)| \neq 0$ ). При выполнении условия

$$\psi(z) - \beta(1-m)z/2 \approx 0 \quad (13)$$

имеем

$$\tilde{r}(z) \approx \exp[i\beta(1-m)z/2] / (mB_0) \int_0^z |B_{\perp}(\xi)| d\xi. \quad (14)$$

Второй интеграл в (11) даст лишь малую осциллирующую добавку к  $\tilde{r}(z)$ . Из (14)

следует, что радиальное смещение центра пучка  $|\tilde{r}(z)|$  непрерывно возрастает, а сам центр совершает медленный азимутальный дрейф. Фактически (13) есть условие пространственного резонанса между собственным медленным поперечным движением и поперечным магнитным полем. Если  $|B_{\perp}| = \text{const}$ , то (14) демонстрирует типичное секулярное решение. Не меняя  $\psi(z)$  в (11), изменим лишь направление магнитного поля (знак при  $\beta$ ). Получаем

$$\psi(z) + \beta(1-m)z/2 \approx \beta(1-m)z.$$

Первый интеграл в (11) примет вид

$$\tilde{r}(z) = |B_{\perp}| / (mB_0) \sin(\beta(1-m)z/2) / [(1-m)\beta/2]. \quad (15)$$

Второй интеграл в (11) даст опять лишь слабое возмущение величины  $\tilde{r}(z)$ , определяемое (15). Таким образом, изменение направления фокусирующего магнитного поля в корне изменило характер поперечного движения центра пучка: пучок лишь медленно колеблется в поперечном направлении. Отмеченный эффект дает ответ на многолетнюю загадку: почему в длинных пролетных каналах наблюдается изменение токопрохождения пучка при смене направления тока в катушках многосекционного соленоида, создающего фокусирующее поле?

Если же в соотношении (11) будет выполнено условие

$$\psi(z) - \beta(1+m)z/2 \approx 0,$$

то кумулятивный эффект поперечного смещения пучка будет определяться вторым интегралом выражения (11). Поскольку  $m$  близко к единице, то этот резонанс соответствует циклотронному резонансу, подправленному влиянием наведенных зарядов. Практически наиболее опасен резонанс, определяемый соотношением (13), причем даже при заметном отклонении от этого резонанса кумулятивные эффекты поперечного смещения пучка еще проявляются достаточно заметно [7].

Напомним, что проведенное рассмотрение предполагало, что сечение пучка в любой плоскости  $z=\text{const}$  - круговое. Однако электрическое поле зеркального заряда существенно неоднородно: наиболее сильно оно действует на ближайшие к стенке канала электроны пучка, слабее - на удаленные. Это может разрушать круговую симметрию пучка. Если мысленно будем двигаться вдоль канала со скоростью  $v_0$  вместе с любым выделенным диском пучка, то в подвижной системе координат пучок как целое будет вращаться относительно оси пролетного канала с частотой  $\omega_M = \omega_c(1-m)/2$  ( $\omega_c = \eta B_0$ ). Это будет приводить к периодическому приближению электронов к стенке канала и удалению. Для количественного рассмотрения поперечной деформации пучка была использована модель пучка из 81 нити тока с одинаковым погонным зарядом каждой нити. Каждой нити тока соответствовал свой зеркальный заряд. При расчете предполагалось, что электронный пучок согласован с магнитным полем и на входе в пролетный канал вращается относительно своей оси с частотой, определяемой теоремой Буша

$$\omega = (\omega_c/2)\{1 - [1 - (B_{Br}/B_0)^2]^{1/2}\}. \quad (16)$$

Разностная частота  $\omega_p = \omega - \omega_M$  в этом случае и будет частотой периодического усреднения неоднородности электрического поля, способствующего поддержанию кругового сечения пучка.

Согласно (12) и (16)

$$\omega_p = (\omega_c/2)\{[1 - (bB_{Br})^2/(1 - r_0^2/a^2)]^{1/2} - [1 - (B_{Br}/B_0)^2]^{1/2}\}.$$

Очевидно, что максимальное поперечное возмущение пучка следует ожидать при  $z=z_1$ , когда  $\omega_p z_1/v_0 \sim \pi$ , а минимальное - при  $z=z_2$  и  $\omega_p z_2/v_0 \sim 2\pi$ , то есть когда пройдет усреднение.

На рис. 5 представлены результаты расчета деформации поперечного сечения пучка при различных ситуациях. Расчеты проводились с такими данными: радиус канала  $a=2.65$  мм, длина канала 412 мм, радиус электронного пучка, сформированного пушкой,  $b=1.65$  мм, ускоряющее напряжение  $U_0=8000$  В. Точкой (пересечение линий) на рис. 5 обозначено положение центра пучка в численной модели. Положение центра пучка в аналитической модели (как показывают расчеты) практически точно совпадает с положением центра численной модели вплоть до начала осаждения пучка на стенки канала. Это свидетельствует об удачном выборе аналитической модели. На рис. 5, а представлены поперечные сечения пучка в трех плоскостях ( $z=0; 103; 309$  мм) при исходном начальном смещении  $r(0)/(a-b)=0.75$ , первеансе пучка  $P_\mu=1.4$  и значении  $B_0/B_{Br} \approx 1.27$ ; поперечное магнитное поле отсутствует. Этот рисунок подтверждает предсказанную выше деформацию пучка. Рис. 5, б соответствует  $B_0/B_{Br} \approx 1.05$ , то есть высокой частоте усреднения  $\omega_p$ . Видно, что пучок в этом случае всегда имеет сечение, близкое к круговому. Рис. 5, в соответствует микропервеансу  $P_\mu=0.35$  и  $B_0/B_{Br}=2.53$ , очень малой частоте усреднения  $\omega_p$  и тем самым длительному накопительному эффекту деформации сечения пучка. На рис. 5, г представлено последнее сечение пучка в плоскости  $z=825$  мм (превышает реальную длину канала). Рис. 5, г соответствует случаю однонаправленного поперечного



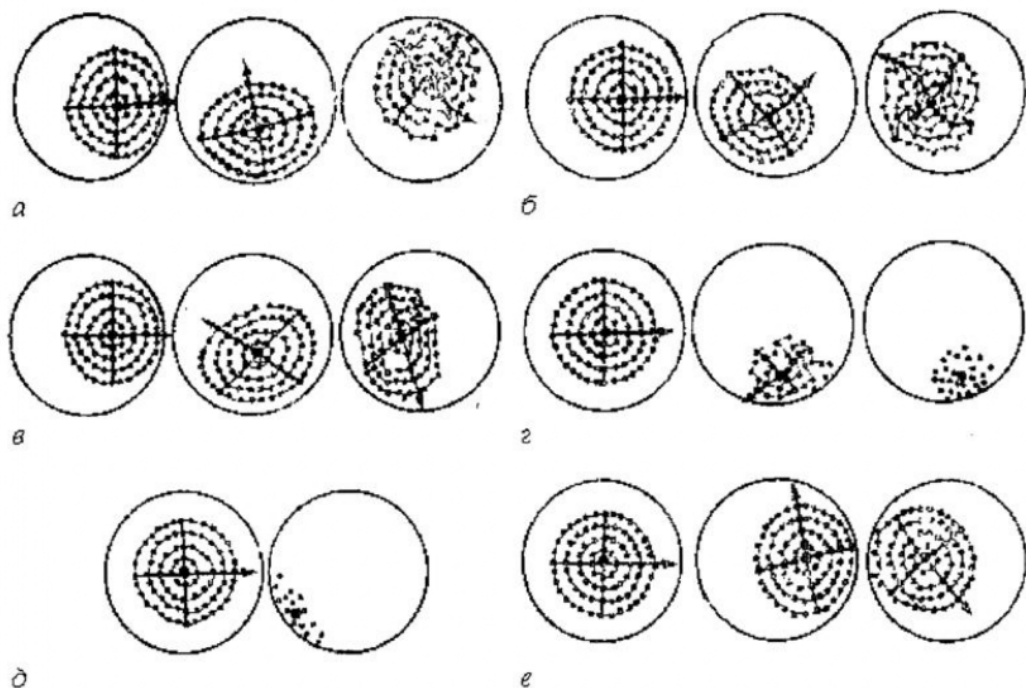


Рис. 5. Сечение электронного пучка при различных значениях фокусирующего магнитного поля и поперечной компоненты поля

магнитного поля при  $B_{\perp}/B_0 = 1.4\%$  и  $P_{\mu} = 1.4$ . В конце канала ( $z=412$  мм) не осевшим оказалось 30% пучка. На рис. 5, *д* представлен тот же случай, но добавлено условие пространственного резонанса (13). Оказалось, что уже на длине  $z=206$  мм наблюдается почти полное осаждение пучка, что подтверждает особую роль пространственного резонанса, определяемого соотношением (13). На рис. 5, *е* представлен случай, когда при том же уровне поперечного поля и первоансе пучка изменено лишь направление продольного магнитного поля; видно, что в полном согласии с соотношением (15) происходят лишь поперечные колебания пучка. Представленные результаты относятся к случаю транспортировки пучка при использовании униполярного фокусирующего магнитного поля. Пожалуй, более вероятным является возникновение пространственного резонанса и нарушение токопрохождения в МПФС. Не вдаваясь в детали решения для случая МПФС (решение подробно изложено в [8]), отметим, что приближенное условие пространственного резонанса имеет вид

$$\psi(\xi) = \pm \mu \xi, \quad (17)$$

где  $\psi(\xi)$  - угол ориентации поперечного магнитного поля;  $\xi = (2\pi/L)z$ ;  $L$  - период МПФС;  $\mu = \alpha m_e$ ,  $\alpha = \eta B_e L / (4\pi v_0)$ ,  $v_0$  - продольная скорость электронов пучка,  $B_e = B_0/2^{1/2}$ ,  $B_0$  - амплитуда поля в МПФС, параметр  $m_e$  имеет вид (12), но определен через эффективное поле  $B_e$ . Как видно из (17), здесь возможен резонанс как с правой, так и с левой поляризацией поперечного магнитного поля. Расчеты показывают, что при типичном уровне нерегулярных поперечных полей в МПФС при выполнении условий одного из резонансов (17) уже через 2-3 периода начинается быстрое осаждение пучка на систему.

## Заклучение

Проведенное рассмотрение показало, что при формировании и транспортировке тонких протяженных интенсивных электронных пучков существенное значение приобретает неупорядоченное тепловое движение электронов, ухудшающее токопрохождение пучка в канале и ограничивающее предельную компрессию пучка. Введение магнитного поля на катоде оказывает существенное влияние на расплывание пучка в пролетном канале и минимизирует его возмущение. Выявлена принципиальная роль наведенных на стенках канала зарядов при транспортировке электронных пучков с нарушением азимутальной симметрии фокусирующего магнитного поля. Впервые найдены условия пространственного резонанса между пучком и поперечным магнитным полем, приводящего к быстрому осаждению пучка на стенках канала. Это относится как к униполярному магнитному полю, так и к полю МПФС. Поэтому одна из основных задач обеспечения устойчивого токопрохождения пучка в канале - создание условий для разрушения пространственного резонанса. На основе сопоставления аналитического решения по упрощенной модели пучка и численного решения по более точной модели выявлено их очень хорошее соответствие. Выявлены закономерности деформации поперечного сечения пучка вдоль оси канала, обусловленные действием электрического поля наведенных зарядов.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 01-02-16681.*

### Библиографический список

1. *Кириштейн П., Кайно У., Уотерс У.* Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970.

2. *Андрушкевич В.С., Гамаюнов Ю.Г., Гришаев И.Е., Гольденберг Т.В.* Синтез электронно-оптических систем с учетом тепловых скоростей электронов // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1982. Вып 1. (357).С. 37.

3. *Гамаюнов Ю.Г., Тореев А.И., Патрушева Е.В.* Влияние прикатодных условий на возмущение и предельное сжатие интенсивных электронных пучков при наличии начальных тепловых скоростей электронов // Радиотехника и электроника. Т.46. 2001. Вып. № 4. С. 1.

4. *Невский П.В. Теория В.Т. Овчарова и примеры ее использования при расчете ЭОС ЭВП* // Обзоры по электронной технике. Сер.1. Электроника СВЧ. 1989. Вып 15. С.48.

5. *Молоковский С.И., Сушков А.Д.* Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоиздат, 1991.

6. *Андрушкевич В.С.* Эффекты поперечных смещений тонких протяженных электронных пучков при нарушении аксиальной симметрии магнитного поля. Часть 1. Постановка задачи. Модель. Уравнения // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 8. С.44.

7. *Андрушкевич В.С.* Анализ условий токопрохождения электронных пучков в пролетных каналах при нарушении аксиальной симметрии фокусирующего магнитного поля // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1986. Вып.4. С.47.

8. *Андрушкевич В.С., Сахаджи В.Ю.* Закономерность токопрохождения интенсивных пучков при нарушении азимутальной симметрии периодического магнитного поля // Известия вузов. Сер.1. Радиоэлектроника. 1989. Вып.10. С.56.

*Саратовский государственный  
университет*

*Поступила в редакцию 18.05.02*

## PHYSICAL EFFECTS AT FORMATION AND TRANSPORTATION OF INTENSIVE ELECTRON BEAMS WITH HIGH CONVERGENCE

*V. S. Andrushkevich, Y.G. Gamayunov*

Physical effects at formation and transportation of intensive electron beams caused by influence of transversal thermal electron velocities and disturbance of magnetic focusing fields axial symmetry have been considered.



*Андрюшкевич Владимир Степанович* - родился в Саратове (1929), окончил Саратовский госуниверситет (1954). После окончания университета работает в СГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1964) и доктора физико-математических наук (1987) в области вакуумной и плазменной электроники. Опубликовал более 100 работ по указанным направлениям.



*Гамаюнов Юрий Григорьевич* - родился в Саратове (1938), окончил Саратовский госуниверситет (1960). В СГУ работает с 1962 года. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1971) в области вакуумной и плазменной электроники. Опубликовал более 50 работ по указанным направлениям.