

## ТРАНСПОРТИРОВКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В МАГНИТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ С НЕГАРМОНИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2019 г. М. В. Ефремова<sup>1</sup>, С. П. Морев<sup>2,3,\*</sup>

<sup>1</sup>АО “Плутон”,

Российская Федерация, 105120 Москва, ул. Нижняя Сыромятническая, 11

<sup>2</sup>Научно-производственное предприятие “Торий”,

Российская Федерация, 117393 Москва, ул. Обручева, 52

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,

Российская Федерация, 115409 Москва, Каширское шос., 31

\*E-mail: morev.sp@toriy.ru

Поступила в редакцию 11.12.2018 г.

После доработки 11.12.2018 г.

Принята к публикации 14.12.2018 г.

Рассмотрены теоретические и практические вопросы разработки электронно-оптических систем ламп бегущей волны (ЛБВ) с фокусировкой интенсивного электронного потока магнитной периодической фокусирующей системой (МПФС) при продвижении в область миллиметрового диапазона. Найдено аналитическое решение задачи о распределении магнитного поля в совмещенной с замедляющей системой ЛБВ МПФС с магнитомягкими вставками, образующими пролетный канал, диаметр которого существенно меньше внутреннего диаметра наконечника. Определены зоны устойчивой фокусировки электронного потока для рассмотренной МПФС, что позволяет осуществлять фокусировку потока при параметрах магнитного поля превышающих критические значения обычной МПФС.

**DOI:** 10.1134/S0033849419070088

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из существенных факторов, ограничивающих продвижение в получении больших мощностей в вакуумных СВЧ-приборах (клистронах или лампах бегущей волны (ЛБВ)) с магнитными периодическими фокусирующими системами (МПФС) в коротковолновой части сантиметрового и миллиметрового диапазонов, является оседание электронного потока на элементы замедляющей или резонаторной системы. Для ЛБВ сантиметрового диапазона с замедляющей системой (ЗС) из цепочки связанных резонаторов (ЦСР) для повышения амплитуды магнитного поля применяют МПФС, в которых полюсные наконечники пространственно совмещены с элементами ЗС [1]. В этом случае период МПФС определяется требуемыми электродинамическими характеристиками ЗС и, по сути, является заданным. Однако при всех достоинствах (по сравнению с системами фокусировки однородным полем) фокусировка с помощью МПФС обладает одним весьма неприятным свойством. При переходе в коротковолновую часть СВЧ-диапазона и миниатюризации ЗС период

“совмещенной” МПФС становится кратным периоду ЗС и величина так называемого параметра магнитного поля  $\alpha$ <sup>1</sup> из-за требуемых высоких значений фокусирующего магнитного поля может стать больше критических значений. Это приводит к неустойчивой фокусировке пучка и неограниченному возрастанию амплитуды пульсаций потока по мере его продвижения вдоль оси пролетного канала, вследствие чего существенная часть электронного потока оседает на элементы замедляющей системы [2]. За счет ввода в распределение осевой компоненты индукции магнитного поля высших гармонических составляющих удается сдвинуть область параметрического резонанса в сторону более высоких значений параметра магнитного поля [3]. Исследованное в [3] влияние гармонического состава распределения магнитного поля на устойчивость фокусировки пучка при повышенных значениях параметра магнитного поля  $\alpha$ , позволило сфор-

<sup>1</sup> Параметр магнитного поля пропорционален произведению амплитуды магнитного поля и длины периода МПФС, отнесенного к напряжению на замедляющей системе [2].

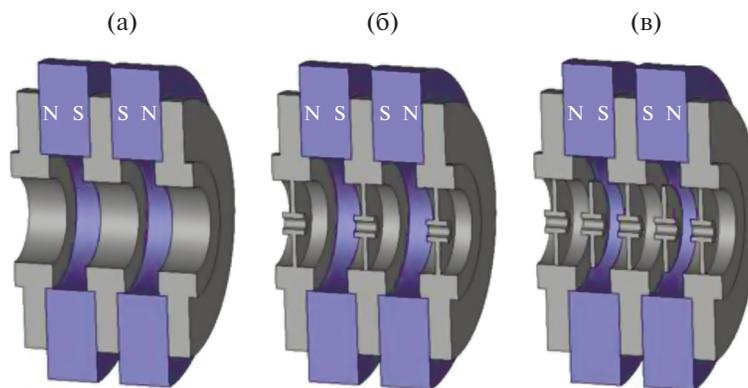


Рис. 1. МФФС с гармоническим распределением осевой компоненты индукции магнитного поля (а), МФФС, пространственно совмещенная с элементами ЗС (б), совмещенная МФФС со вставками из магнитомягкого материала (в).

мулировать требования, накладываемые на амплитуды высших гармонических составляющих, при которых зоны устойчивой фокусировки смещаются в сторону больших значений параметра магнитного поля  $\alpha$ .

В работе [4] найдены приближенные аналитические выражения для гармоник магнитного поля, формируемого МФФС с магнитомягкими вставками, внутренний диаметр отверстий в которых равен диаметру отверстий в наконечниках.

В данной работе приведено приближенное аналитическое решение задачи о нахождении распределения магнитного поля, формируемого МФФС с магнитомягкими вставками, внутренний диаметр отверстий в которых существенно отличается от диаметра отверстий в наконечниках.

Проведено исследование устойчивости фокусировки электронного потока при повышенных значениях параметра магнитного поля.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В большинстве случаев для фокусировки протяженных электронных потоков в ЛБВ длинноволновой части СВЧ-диапазона применяются МФФС, в которых знакопеременное распределение осевой компоненты индукции магнитного поля создается с помощью чередующихся магнитов и полюсных наконечников (рис. 1а). В таких МФФС структура осевой компоненты магнитного поля является практически синусоидальной. Для ЛБВ коротковолновой части СВЧ-диапазона с МФФС, совмещенной с замедляющей системой в виде ЦСР (рис. 1б), структура магнитного поля может несколько искажаться за счет высших гармонических составляющих. В случаях, когда из-за связи периодов ЗС и совмещенной с ней МФФС параметр магнитного поля  $\alpha$  принимает значения, при которых фокусировка пучка становится неустойчивой, между полюсными наконечниками размещают одну или несколько вставок

из магнитомягкого материала с диаметром отверстия для прохождения пучка, равным диаметру пролетного канала (рис. 1в).

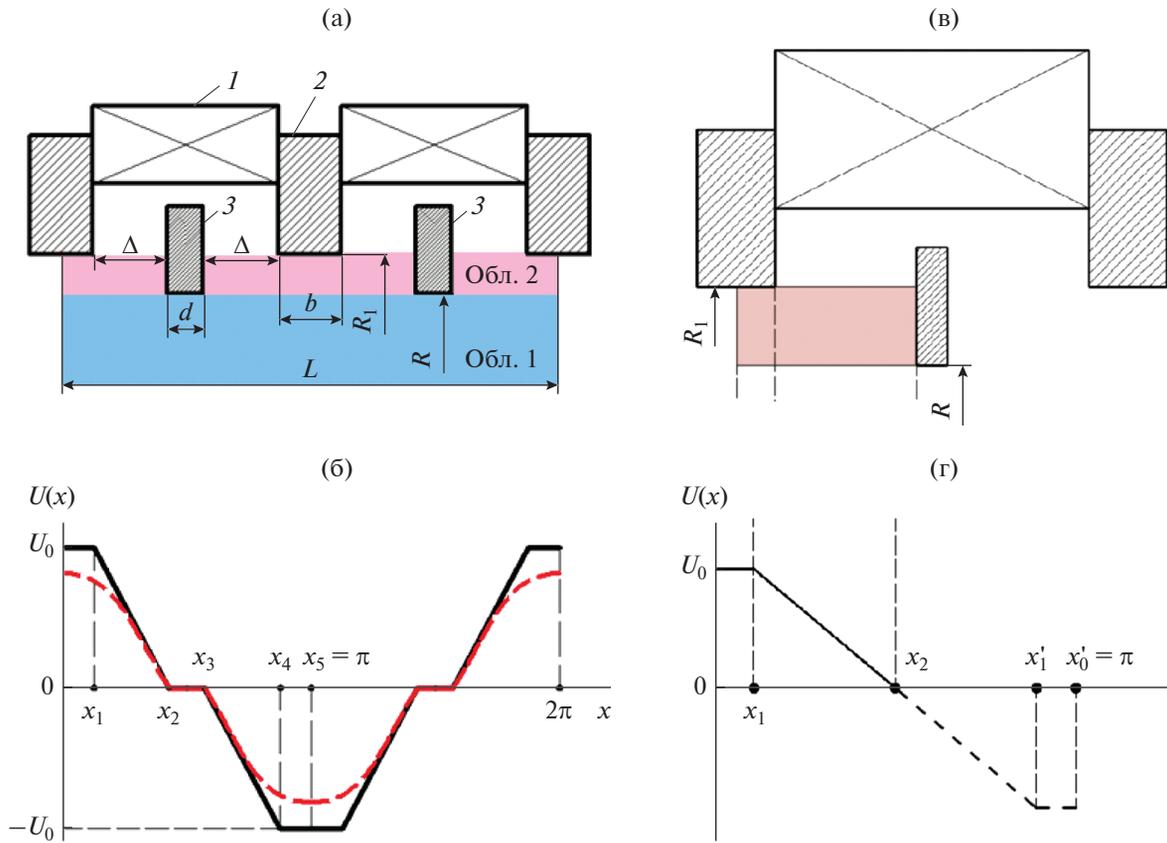
При продвижении в область СВЧ-колебаний миллиметрового диапазона из-за роста требуемой для фокусировки амплитуды магнитного поля и уменьшения размеров элементов, обеспечивающих необходимые электродинамические параметры ЗС, материал полюсных наконечников, образующих МФФС, насыщается. Это приводит к увеличению поперечных составляющих магнитного поля под наконечниками и к нарушению необходимой структуры распределения осевой компоненты индукции магнитного поля для устойчивой фокусировки пучка.

Для нахождения гармонического состава в ячейках МФФС с полюсными наконечниками, диаметр отверстий в которых существенно больше диаметра магнитомягких вставок, можно воспользоваться аналитическим методом решения уравнения Лапласа для нахождения магнитоэстатического потенциала в виде ряда [4, 5], а затем, взяв соответствующие производные, определить продольные и радиальные компоненты индукции магнитного поля. После определения спектрального состава распределения магнитного поля в ячейках рассмотренной МФФС, определить зоны устойчивой фокусировки и амплитуду пульсаций пучка при оптимальном вводе его в МФФС можно, как и в [3], с помощью параксиального уравнения колебаний границы электронного потока.

## 2. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МФФС С МАГНИТОМЯГКИМИ ВСТАВКАМИ

### А. Распределение магнитного поля в МФФС с одной магнитомягкой вставкой

Схематическое изображение ячейки бесконечной МФФС с магнитомягкой вставкой, сим-



**Рис. 2.** Схематическое изображение МПФС: 1 – магниты, 2 – полюсные наконечники, 3 – магнитомягкая вставка (а); распределения скалярного магнитного потенциала  $U(x)$  ( $x = 2\pi z/L$ ) на границе области, ограниченной внутренним радиусом  $R_1$  отверстия в наконечнике (сплошная линия) и радиусом канала  $R$  (штриховая) (б); фрагмент ячейки МПФС (в); распределение скалярного магнитного потенциала  $U(x)$  ( $x = 2\pi z/L_1$ ) на верхней границе левой кольцевой области, ограниченной внутренним радиусом наконечника  $R_1$  (г).

метрично расположенной на расстоянии  $\Delta$  относительно полюсных наконечников, представлено на рис. 2а. Ширина вставки  $d$ , ширина наконечников  $b$ , их внутренний диаметр  $2R_1$  больше внутреннего диаметра вставки  $2R$ . Решение задачи о нахождении распределения продольной и радиальной компоненты индукции магнитного поля  $B_z(r, z)$  при отсутствии в области решения источников магнитного поля может быть сведено к решению уравнения Лапласа для магнитного скалярного потенциала  $U$  в приосевой области, ограниченной внутренним радиусом отверстий в полюсных наконечниках МПФС и магнитомягкой вставке.

Как и в [4], общее решение уравнения Лапласа, искали в виде ряда

$$U(r, z) = \sum_k (A_k \cos(\gamma kz) + B_k \sin(\gamma kz)) \times (C_k I_0(\gamma kr) + D_k K_0(\gamma kr)). \quad (1a)$$

Рассмотрим связанные области: цилиндрическую область, ограниченную внутренним радиусом отверстия во вставке, и кольцевые области,

ограниченные внутренними радиусами отверстий в полюсных наконечниках и вставках.

Пусть на границе цилиндрической области распределение магнитного скалярного потенциала задано функцией (рис. 2б)

$$f(z) = \begin{cases} U_k(R, z) & 0 < z < z_2 \\ 0 & z_2 < z < z_3 \\ U_k^*(R, z) & z_3 < z < z_5 \end{cases}, \quad (2)$$

где  $U_k(R, z)$  и  $U_k^*(R, z)$  – решения уравнения Лапласа для кольцевых областей, ограниченных внутренними радиусами отверстий в вставках и полюсных наконечниках, а  $z_2 = b/2 + \Delta$ ,  $z_3 = b/2 + \Delta + d$ ,  $z_5 = L/2$ .

Так как потенциал  $U(z)$  является четной функцией аргумента  $z$  и решения должны быть конечны во всей рассматриваемой области, в том числе и на оси системы, то в выражении (1а) все коэффициенты при слагаемых, содержащих синусы, равны нулю, а коэффициент  $D_{1n} = 0$ . Тогда реше-

ние уравнения Лапласа для цилиндрической области 1 (см. рис. 2а) может быть записано в виде

$$U(r, z) = \sum_n A_n \cos(\gamma n z) I_0(\gamma n r), \quad (16)$$

где  $A_n = A_n C_{1n}$ ,  $\gamma = 2\pi/L$ , а с учетом выражения для границы цилиндрической области (2) решение (16) принимает вид

$$U(r, z) = \sum_n A_n \cos(\gamma n z) \frac{I_0(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}, \quad (3a)$$

где

$$A_n = \frac{4}{L} \int_0^{L/2} f(z) \cos(\gamma n z) dz. \quad (36)$$

Для определения функции  $f(z)$  рассмотрим кольцевую область 2 (рис. 2а), ограниченную внутренними радиусами отверстий в полюсном наконечнике  $R_1$  и во вставке  $R$  (рис. 2в).

Достроим функцию распределения скалярного потенциала  $f_1(x)$ , заданную на границе кольцевой области от 0 до  $\pi$ , как показано на рис. 2г (штриховая линия).

Распределение магнитного скалярного потенциала на внешней границе имеет вид

$$f_1(x) = \begin{cases} U_0 & 0 < x < x_1 \\ U_0 - U_0 \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} & x_1 < x < x_2 \\ -U_0 \frac{x - x_2}{x'_1 - x_2} & x_2 < x < x'_1 \\ -U_0 & x_2 < x < x'_0 \end{cases}, \quad (4)$$

где с учетом нормировки  $x = 2\pi z/L_1$  получаем  $z_1 = b/2$ ,  $z_2 = b/2 + \Delta$ ,  $z'_1 = b/2 + 2\Delta$ ,  $z'_0 = b + 2\Delta = L_1/2$  ( $L_1$  – период кольцевой области).

Поскольку для внешней границы кольцевой области радиусом  $R_1$  функция  $f_1(z)$  вычисляется по формуле

$$f_1(z) = \sum_k A_{2k} \cos(\gamma_1 k z) \times \quad (5a)$$

$\times (C_{2k} I_0(\gamma_1 k R_1) + D_{2k} K_0(\gamma_1 k R_1))$   
 ( $\gamma_1 = 2\pi/L_1$ ), то решение уравнения Лапласа для кольцевой области с учетом заданного распределения скалярного магнитного потенциала на внешней границе области может быть записано в следующем виде:

$$U_k(r, z) = \sum_k A_{2k} \cos(\gamma_1 k z) \times \quad (5b)$$

$$\times \frac{C_2 I_0(\gamma_1 k r) + D_2 K_0(\gamma_1 k r)}{C_2 I_0(\gamma_1 k R_1) + D_2 K_0(\gamma_1 k R_1)},$$

где

$$A_{2k} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi f_1(x) \cos(kx) dx$$

или, после проведения необходимого интегрирования, –

$$A_{2k} = \frac{2}{\pi} \left( \int_0^{x_1} U_0 \cos(kx) dx + \int_{x_1}^{x_2} \left( U_0 - U_0 \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) \times \right.$$

$$\times \cos(kx) dx - \int_{x_2}^{x'_1} U_0 \frac{x - x_2}{x'_1 - x_2} \cos(kx) dx -$$

$$\left. - \int_{x'_1}^\pi U_0 \cos(kx) dx \right) = \frac{8U_0(b/2 + \Delta)}{\Delta k^2 \pi^2} \sin \frac{\pi k}{2} \sin \gamma_1 k \Delta.$$

Коэффициенты  $C_2$  и  $D_2$  могут быть найдены из граничных условий для связанных областей<sup>2</sup>:

$$C_{2k} I_0(\gamma_1 R_1) + D_{2k} K_0(\gamma_1 R_1) = 1,$$

$$C_{2k} I_0(\gamma_1 R) + D_{2k} K_0(\gamma_1 R) = C_{1k} I_0(\gamma R), \quad (6)$$

$$C_{2k} I_1(\gamma_1 R) - D_{2k} K_1(\gamma_1 R) = \frac{\gamma}{\gamma_1} C_{1k} I_1(\gamma R),$$

и имеют вид

$$C_2 = \frac{1 - D_2 K_0(\gamma_1 R_1)}{I_0(\gamma_1 R_1)}, \quad (7)$$

$$D_2 = \frac{(I_0(\gamma R) I_1(\gamma_1 R) - I_0(\gamma_1 R) I_1(\gamma R)(\gamma/\gamma_1))}{\{[I_0(\gamma_1 R_1) K_1(\gamma_1 R) + K_0(\gamma_1 R_1) I_1(\gamma_1 R)] I_0(\gamma R) + [K_0(\gamma_1 R) I_0(\gamma_1 R_1) - I_0(\gamma_1 R) K_0(\gamma_1 R_1)] I_1(\gamma R)(\gamma/\gamma_1)\}}.$$

Решение уравнения Лапласа для кольцевой области, расположенной слева от вставки (рис. 2в), получаем из выражения

$$U_k(r, z) = \sum_k A_{2k} \cos(\gamma_1 k z) \frac{C_2 I_0(\gamma_1 k r) + D_2 K_0(\gamma_1 k r)}{C_2 I_0(\gamma_1 k R_1) + D_2 K_0(\gamma_1 k R_1)},$$

<sup>2</sup> В радиальном распределении потенциала рассмотрены гармоники при  $k = 1$ , поскольку более высокие гармоники быстро спадают к нулю.

а для кольцевой области, расположенной справа от вставки, – из выражения

$$U_k^*(r, z) = \sum_k A_{2k} \cos(\gamma_1 k (z - d)) \times \frac{C_2 I_0(\gamma_1 k r) + D_2 K_0(\gamma_1 k r)}{C_2 I_0(\gamma_1 k R_1) + D_2 K_0(\gamma_1 k R_1)}.$$

Коэффициент  $A_n$ , входящий в решение уравнения Лапласа для цилиндрической области, находим интегрированием выражения

$$A_n = \frac{4}{L} \left( \int_0^{z_2} \sum_k A_{2k}^* \cos(\gamma_1 k z) \cos(\gamma n z) dz + \int_{z_3}^{L/2} \sum_k A_{2k}^* \cos(\gamma_1 k (z - d)) \cos(\gamma n z) dz \right),$$

где

$$A_{2k}^* = A_{2k} \frac{C_2 I_0(\gamma_1 k R) + D_2 K_0(\gamma_1 k R)}{C_2 I_0(\gamma_1 k R_1) + D_2 K_0(\gamma_1 k R_1)}.$$

Окончательно выражение для магнитного скалярного потенциала в цилиндрической области имеет вид

$$U(r, z) = \sum_n \frac{4}{L} \sum_k \left( A_{2k}^* \sin\left(\frac{n\pi d}{L}\right) \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi(k-n)}{2}\right)}{\gamma_1 k - \gamma n} + \frac{-\cos\left(\frac{\pi(k+n)}{2}\right)}{\gamma_1 k + \gamma n} \right) \right) \cos(\gamma n z) \frac{I_0(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}.$$

Распределения продольной и радиальной компонент индукции магнитного поля имеют следующий вид:

$$B_z(r, z) = \sum_n \frac{4\gamma n}{L} \sin\left(\frac{n\pi d}{L}\right) \times \sum_k \left( A_{2k}^* \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi(k-n)}{2}\right)}{\gamma_1 k - \gamma n} + \frac{-\cos\left(\frac{\pi(k+n)}{2}\right)}{\gamma_1 k + \gamma n} \right) \right) \times \sin(\gamma n z) \frac{I_0(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}, \tag{8}$$

$$B_r(r, z) = \sum_n \frac{4\gamma n}{L} \sin\left(\frac{n\pi d}{L}\right) \times \sum_k \left( A_{2k}^* \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi(k-n)}{2}\right)}{\gamma_1 k - \gamma n} + \frac{-\cos\left(\frac{\pi(k+n)}{2}\right)}{\gamma_1 k + \gamma n} \right) \right) \times \cos(\gamma n z) \frac{I_1(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}.$$

*Б. Распределение магнитного поля в МПФС с произвольным количеством магнитомягких вставок*

Рассмотрим МПФС (рис. 3а), образованную полюсными наконечниками диаметром  $2R_1$  и одинаковыми  $N$  вставками, расположенными на одном и том же расстоянии друг от друга, внутренний диаметр вставок  $2R$  меньше диаметра полюсных наконечников.

Для нахождения распределения магнитного поля в приосевой области МПФС, так же как и для случая МПФС с одной вставкой, рассматривались три связанные области: две кольцевые с периодом  $L_1 = 2(2b + 2\Delta_1)$  в промежутках от 0 до  $x_1$  и от  $x_{n-2}$  до  $x_n$  и одна цилиндрическая область с периодом  $L = 2(2b + 2\Delta_1 + Nd + (N - 1)\Delta)$ .

Распределение магнитного скалярного потенциала на границе цилиндрической области радиусом  $R_k$  (рис. 3б кривая 2) имеет вид

$$f(x) = \begin{cases} U_k(x) & 0 < x < x_1 \\ U_1 & x_1 < x < x_2 \\ U_1 - \Delta U_1 \frac{x - x_2}{x_3 - x_2} & x_2 < x < x_3 \\ U_1 - \Delta U_1 & x_3 < x < x_4 \\ \dots & \dots \\ U_1 - (k - 2)\Delta U_1 - \Delta U_1 \frac{x - x_{2k-2}}{x_{2k-1} - x_{2k-2}} & x_{2k-2} < x < x_{2k-1} \\ U_1 - (k - 1)\Delta U_1 & x_{2k-1} < x < x_{2k} \\ \dots & \dots \\ -U_1 & x_{n-3} < x < x_{n-2} \\ U_k^*(x) & x_{n-2} < x < x_n \end{cases}, \tag{9}$$

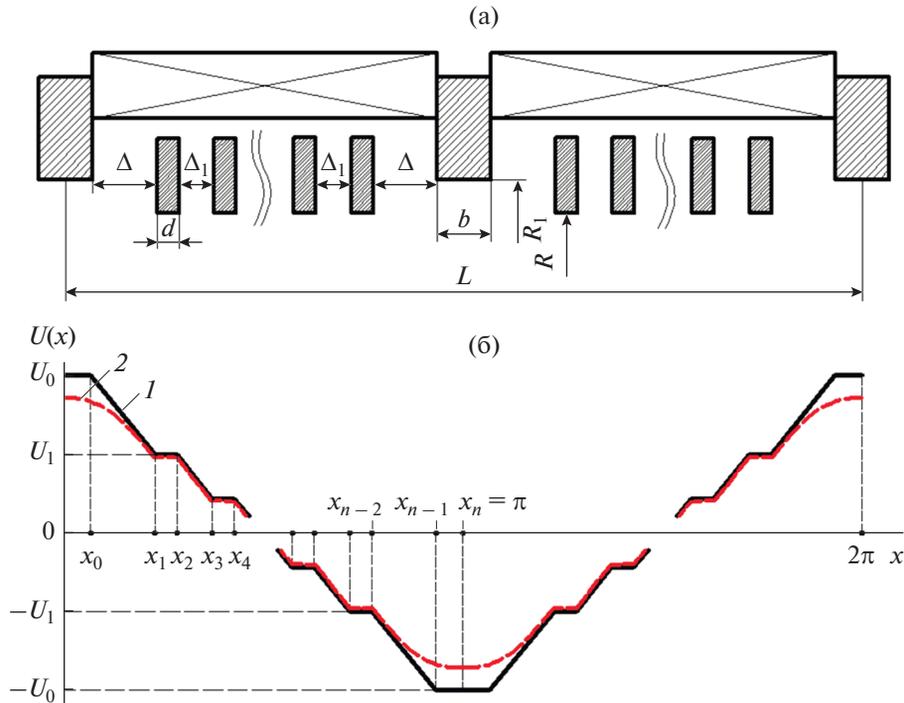


Рис. 3. Ячейка МПФС с произвольным количеством вставок (а) и распределение магнитного потенциала  $U(x)$  на границе области (б).

где  $\Delta U_1 = 2U_1/(N - 1)$  – разность потенциалов между вставками,  $N$  – количество вставок,  $k$  – порядковый номер вставки.

Разность потенциалов между полюсным наконечником и вставкой можно определить по формуле  $\Delta U_0 = (\Delta U_1 \Delta)/\Delta l$ , тогда  $U_0 = U_1 + \Delta U_0$ .

Распределения продольной и радиальной компонент индукции магнитного поля имеют следующий вид:

$$B_z(r, z) = \sum_n \left\{ A_n + \sin\left(\frac{n\pi(Nd + (N-1)\Delta l)}{L}\right) \times \right. \\ \left. \times \sum_k A_k \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi[k-n]}{2}\right)}{\gamma_1 k - \gamma n} + \frac{-\cos\left(\frac{\pi[k+n]}{2}\right)}{\gamma_1 k + \gamma n} \right) \right\} \times \\ \times \sin(\gamma n z) \frac{I_0(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}, \\ B_r(r, z) = \sum_n \left\{ A_n + \sin\left(\frac{n\pi(Nd + (N-1)\Delta l)}{L}\right) \times \right. \\ \left. \times \sum_k A_k \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi[k-n]}{2}\right)}{\gamma_1 k - \gamma n} + \frac{-\cos\left(\frac{\pi[k+n]}{2}\right)}{\gamma_1 k + \gamma n} \right) \right\} \times \\ \times \cos(\gamma n z) \frac{I_1(\gamma n r)}{I_0(\gamma n R)}, \quad (10)$$

где

$$A_n = \frac{8U_1}{\Delta l \pi n (N-1)} \sin\left(\frac{\pi n \Delta l}{L}\right) \times \\ \times \sum_{l=2}^N \sin\left(\frac{\pi n}{L} (b + 2\Delta + (2l-2)d + (2l-3)\Delta l)\right), \\ A_k = \frac{64n\Delta U_0 (b/2 + \Delta)}{L^2 k^2 \Delta \pi} \sin\left(\frac{k\pi}{2}\right) \sin(\gamma_1 k \Delta) \times \\ \times \frac{C_2 I_0(\gamma_1 k R) + D_2 K_0(\gamma_1 k R)}{C_2 I_0(\gamma_1 k R_1) + D_2 K_0(\gamma_1 k R_1)}.$$

### 3. РАСЧЕТ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В МПФС И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Решение задачи о распределении магнитного поля в МПФС с магнитомягкими вставками, внутренний диаметр отверстий которых существенно меньше внутреннего диаметра полюсных наконечников, позволяет поставить в соответствие “идеальные” распределения [6] и реально получающиеся распределения магнитного поля, а также оценить влияние полученного спектрального состава высших гармонических составляющих на пульсации потока в пролетном канале.

Были рассмотрены МПФС с одной, двумя и тремя магнитомягкими вставками со следующими параметрами:  $b = 1.9$  мм;  $d = 0.85$  мм;  $\Delta = 1.725$  мм;

$R_1 = 2.0$  мм;  $R = 0.45$  мм, периоды МПФС составили  $L_1 = 12.4$  мм,  $L_2 = 17.55$  мм и  $L_3 = 22.7$  мм соответственно. Как и в [3], для расчета оптимального радиуса  $R_{\text{опт}}$  и амплитуды пульсаций  $\Delta$  потока использовалось параксиальное уравнение

$$R'' + 2\alpha b_z^2(R, Z)R - \frac{\beta_p}{R} = 0,$$

где  $R = r/a_p$ ,  $Z = 2\pi z/L$  – нормированные значения

координат ( $L$  – период МПФС),  $\alpha = \frac{\eta B_a^2 L^2}{64\pi^2 U}$  – па-

раметр магнитного поля,  $\beta_p = \frac{P}{4\pi^3 \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \left(\frac{L}{2a_p}\right)^2}$  – параметр пространственного заряда,

$a_p^2 = \frac{\sqrt{2}PU}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/2} B_{\text{эф}}^2}$  – бриллюэновский радиус пучка,

$B_{\text{эф}}^2 = \frac{B_a^2}{2} \sum_n b_{2n-1}^2$  – эффективное значение магнитного поля,  $P$  – первеанс пучка,  $U$  – ускоряющий потенциал.

Распределение осевой компоненты индукции магнитного поля в МПФС<sup>3</sup>

$$b_z(R, Z) = \sum_{n=1}^7 b_{2n-1} \sin[(2n-1)Z],$$

тогда

$$2b_z^2 = A_0 - \sum_{k=1}^{13} A_{2k} \cos(2kZ).$$

Коэффициент  $A_0$  пропорционален величине эффективного магнитного поля, а коэффициенты  $A_{2k}$  – амплитуды при соответствующих резонансных слагаемых:

$$\begin{aligned} A_0 &= b_1^2 + b_3^2 + b_5^2 + b_7^2 + b_9^2 + b_{11}^2 + b_{13}^2, \\ A_2 &= b_1^2 - 2(b_1 b_3 + b_3 b_5 + b_5 b_7 + b_7 b_9 + b_9 b_{11} + b_{11} b_{13}), \\ A_4 &= 2(b_1 b_3 - b_1 b_5 - b_3 b_7 - b_5 b_9 - b_7 b_{11} - b_9 b_{13}), \\ A_6 &= b_3^2 + 2(b_1 b_5 - b_1 b_7 - b_3 b_9 - b_5 b_{11} - b_7 b_{13}), \\ A_8 &= 2(b_1 b_7 - b_1 b_9 + b_3 b_5 - b_3 b_{11} - b_5 b_{13}), \\ A_{10} &= b_5^2 + 2(b_1 b_9 + b_3 b_7 - b_1 b_{11} - b_3 b_{13}), \\ A_{12} &= 2(b_3 b_9 + b_5 b_7 + b_1 b_{11} - b_1 b_{13}), \\ A_{14} &= b_7^2 + 2(b_5 b_9 + b_3 b_{11} + b_1 b_{13}), \\ A_{16} &= 2(b_7 b_9 + b_5 b_{11} + b_3 b_{13}), \\ A_{18} &= b_9^2 + 2(b_5 b_{13} + b_7 b_{11}), \\ A_{20} &= 2(b_9 b_{11} + b_7 b_{13}), \\ A_{22} &= b_{11}^2 + 2b_9 b_{13}, \\ A_{24} &= 2b_{11} b_{13}, \\ A_{26} &= b_{13}^2. \end{aligned}$$

Величины  $b_{2n-1}$  представлены в табл. 1.

<sup>3</sup> Все амплитуды гармоник  $b_{2n-1}$  нормированы максимальным значением величины осевой компоненты индукции несинусоидального магнитного поля  $B_a$ .

**Таблица 1.** Значения амплитуд первых семи пространственных гармоник спектрального состава в ячейке МПФС со вставками

$b_n$	МПФС со вставками		
	одной	двумя	тремя
$b_1$	0.871	0.749	0.795
$b_3$	0.292	0.133	0.154
$b_5$	-0.201	0.201	0.107
$b_7$	0.117	-0.226	0.178
$b_9$	-0.063	-0.083	-0.269
$b_{11}$	0.027	0.037	0.071
$b_{13}$	0.008	-0.006	-0.046
Среднеквадратичное значение	0.95	0.826	0.88

Сопоставление результатов расчета структуры магнитного поля по полученным аналитическим соотношениям и по строгим численным моделям приведено на рис. 4.

На рис. 5 представлены результаты расчетов ближайших зон неустойчивой фокусировки пучка в зависимости от величины параметра магнитного поля  $\alpha$  для структур магнитного поля в МПФС с одной, двумя и тремя вставками. Следует отметить, что при значениях  $\alpha > 0.9$  (для одной вставки) начинается “зона непропускания” для любого электрона пучка.

Как следует из анализа результатов, представленных на рис. 5, полученные структуры распределений магнитного поля позволили сместить зоны неустойчивой фокусировки в сторону более высоких значений параметра магнитного поля, хотя и в меньшей степени, чем при оптимальном соотношении высших гармонических составляющих для МПФС [6]. Так, при оптимальном вводе электронного потока в МПФС со вставками (см. рис. 5 кривые 2) пульсации границы пучка  $\Delta$  в МПФС не превосходили величины 20% (кривые 1) вплоть до значений параметра магнитного поля, равного 0.9.

В качестве примера использования рассмотренных структур магнитного поля на рис. 6а и 6б представлен расчет фокусировки электронного пучка в обычной МПФС с синусоидальным распределением магнитного поля и в МПФС с одной магнитомягкой вставкой.

При синусоидальном распределении магнитного поля в регулярной части МПФС и значении параметра  $\alpha = 0.45$  транспортировка электронного потока затруднительна из-за возникающего параметрического резонанса, приводящего к “раскачке” пучка (см. рис. 6а). Введение вставки позволя-

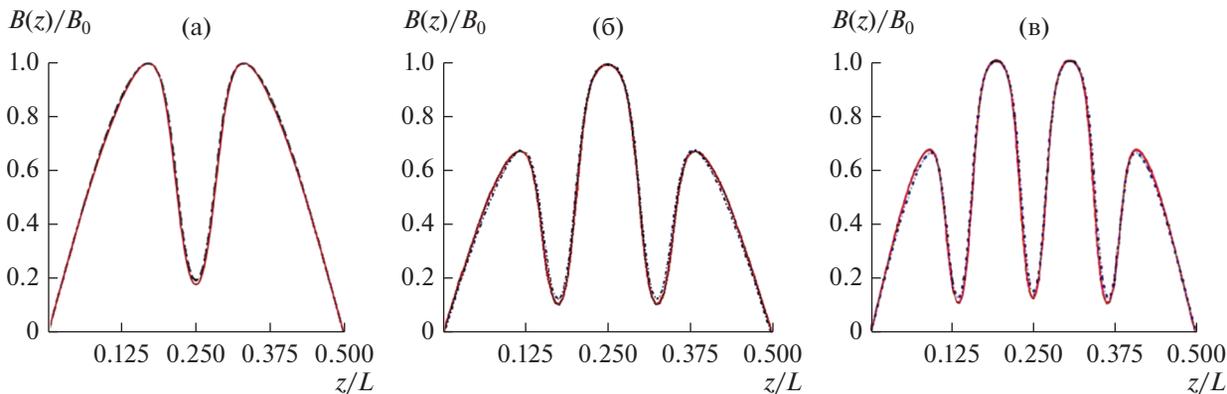


Рис. 4. Распределения осевой компоненты индукции магнитного поля в ячейках МПФС с одной (а), двумя (б) и тремя (в) вставками: расчет по аналитическим формулам (сплошная кривая) и по строгим моделям (пунктирная).

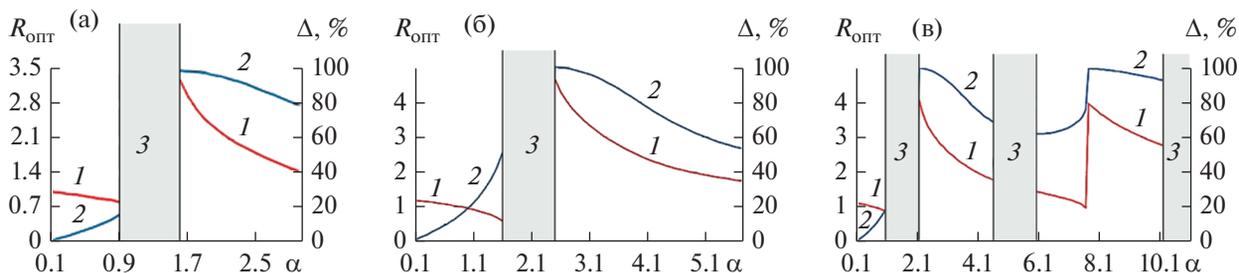


Рис. 5. Зависимость амплитуды пульсаций  $\Delta$  границы электронного потока (2) и оптимальных величин радиуса потока  $R_{\text{опт}}$  на входе в регулярную часть МПФС (1) от параметра магнитного поля  $\alpha$  для распределения осевой компоненты индукции магнитного поля в ячейках МПФС с одной (а), двумя (б) и тремя (в) вставками; 3 – зона “непропускания” при  $\beta_p = 0$ .

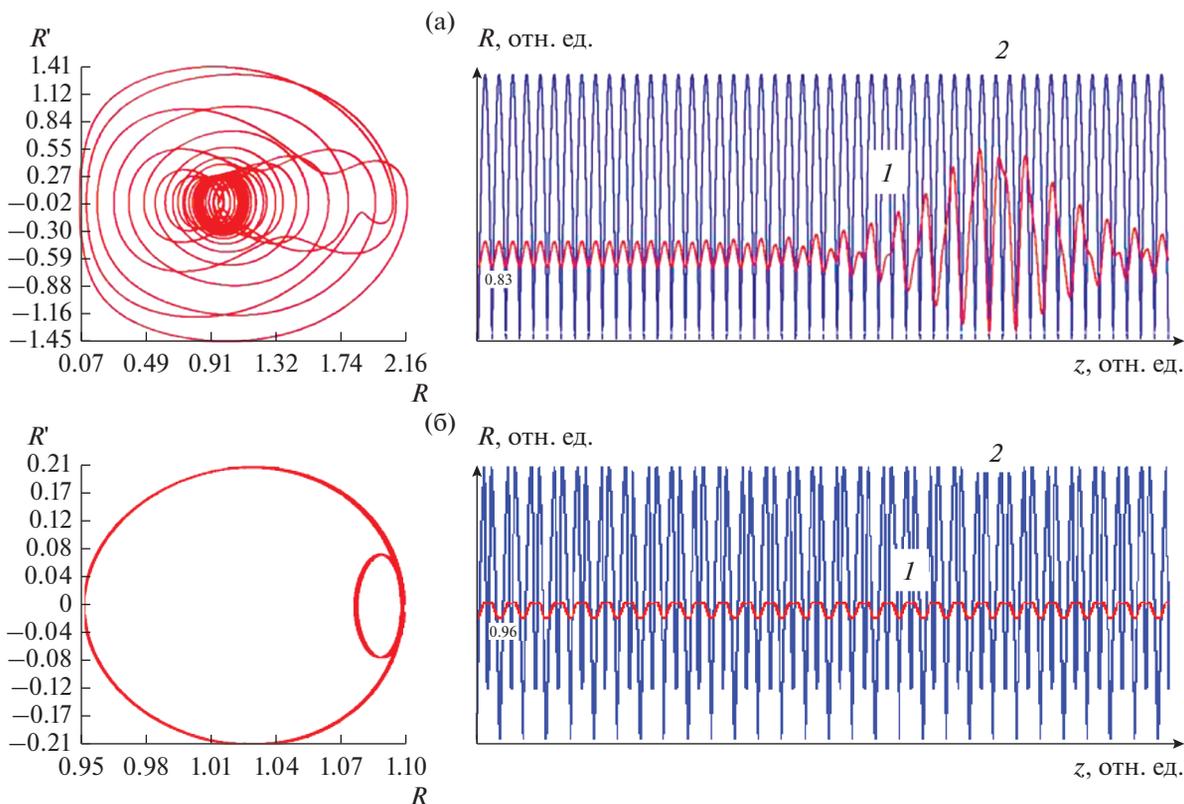


Рис. 6. Зависимость радиуса границы электронного потока (1) и его фазового портрета ( $R'$ ,  $R$ ) от продольной координаты  $z$  в МПФС (2) без вставок (а) и с одной (б) вставкой; режим фокусировки:  $\alpha = \beta_p$ ,  $\alpha = 0.45$ .

ет добиться транспортировки потока с малыми пульсациями границы пучка (см. рис. 6б).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Найдено легко реализуемое в совмещенных МПФС распределение магнитного поля, которое существенно смещает положение зоны неустойчивой фокусировки пучка в сторону более высоких значений параметра магнитного поля и позволяет повысить величину параметра магнитного поля с 0.2 до 0.9, т.е. более чем в четыре раза.

Представленные результаты исследований свидетельствуют о возможности применения полученных структур распределений магнитного поля и связанных с этими распределениями конструкциями совмещенных МПФС для фокусиров-

ки интенсивного электронного потока в мощных ЛБВ, включая ЛБВ миллиметрового диапазона.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мендель Дж. Т.* // Мощные электровакуумные приборы / Под ред. Л. Клэмпитта. М.: Мир, 1974. С. 9.
2. *Алямовский И. В.* Электронные пучки и электронные пушки. М., 1966.
3. *Архипов А. В., Готов Е. П., Дармаев А. Н., Морев С. П.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 7. С. 847.
4. *Архипов А. В., Дармаев А. Н., Морев С. П.* // Материалы междунар. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения", Саратов, 2008. С. 63.
5. *Chang C. N.* // RCA Rev. 1955. V. 16. № 1. P. 62.
6. *Архипов А. В., Дармаев А. Н., Комаров Д. А. и др.* // РЭ. 2008. Т. 53. № 5. С. 606.