

# **SIMULATION OF SYMMETRIC $H_{01}$ -WAVES FILTERS BY A BLOK MATRIX RUN METHOD**

**O.I.Naranovich, A.K.Sinitsyn**

*The effective algorithm of a solution the wave guide boundary value problems, a combining method of a transformation of coordinates, a method of straight lines and the blok matrix run method realizing a method of Gauss on packed in array from dynamic stacks to a block - tape matrix of a system of the obtaining finite-difference circuit is offered. Possibilities of a method are illustrated on a solution of a problem of synthesis and investigation of Bragg filters as a groove and a periodic corrugation for a symmetric  $H_{01}$ -wave of a round wave guide.*

Репозиторий БарГУ

УДК 621.372.8+519.6

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЛЬТРОВ СИММЕТРИЧНЫХ $H_{01}$ -ВОЛН МЕТОДОМ БЛОЧНОЙ МАТРИЧНОЙ ПРОГОНКИ

О.И.Наранович, А.К.Синицын

*Предложен эффективный алгоритм решения волноводных краевых задач, совмещающий метод преобразования координат, метод прямых и метод блочной матричной прогонки, реализующий метод Гаусса на упакованной в массив из динамических стеков блочно-ленточной матрице системы получающейся конечно-разностной схемы. Возможности метода проиллюстрированы на решении задачи синтеза и исследовании характеристик Брэгговских фильтров в виде канавки и периодического гофра для симметричной  $H_{01}$ -волны круглого волновода.*

**Введение.** Устройства на основе отрезка продольно-нерегулярного волновода находят широкое применение в технике СВЧ – волноводные сопряжения, фильтры, резонаторы, замедляющие системы. Рассматриваемые в настоящей статье отражающие фильтры Брэгговского типа [1], в которых волны преобразуются и интерферируют на неоднородностях профиля волновода нашли полезное применение в мощных электровакуумных генераторах при реализации открытых с двух сторон для прохождения электронного потока резонаторов. Обеспечить требуемые характеристики указанных устройств удастся только за счет синтеза продольного профиля стенки волновода и его диэлектрического заполнения на основе оптимизационных процедур и решения краевой задачи для уравнений Максвелла. Несмотря на большое число предложенных методов расчета нерегулярных волноведущих систем [2-7], проблема разработки эффективных алгоритмов ее решения остается актуальной в виду необходимости значительных вычислительных затрат.

Одной из наиболее универсальных, хотя и затратных процедур решения рассматриваемых задач являются проекционно-сеточные методы с использованием парциальных условий излучения на входном и выходном сечениях отрезка нерегулярного волновода, сопряженного с регулярными участками [2-4]. Для случая только продольной нерегулярности и круглого волновода, наиболее эффективной, по-видимому, является процедура, использующая преобразование координат, отображающее внутреннюю область нерегулярного волновода на регулярный волновод и последующее сведение задачи к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для коэффициентов разложения решения по базису из мембранных функций регулярного волновода с использованием метода Галеркина-Канторовича [2,5,6,7,8]. Последний

подход, однако, при учете закритических мод в ряде случаев приводит к необходимости использования специальных методов регуляризации [2,7]. Решение этой проблемы было предложено вначале на основе метода Т- функций, а затем метода блочной матричной прогонки решения краевой задачи для системы ОДУ [6,9]. Однако реализация данного подхода, например, для волновода коаксиального или эллиптического сечения наталкивается на ряд затруднений, связанных с замедлением сходимости и необходимостью увеличения количества выбираемых функций разложения.

В настоящей работе для решения выше обозначенных волноводных задач предлагается процедура решения, удачно совмещающая метод преобразования координат, последующее сведение к системе ОДУ на основе метода прямых [10] и метода блочной матричной прогонки, эффективно реализующей прямой метод Гаусса с выбором главного элемента для полученной СЛАУ при использовании техники хранения и работы с разреженными матрицами [11,12]. Как показали расчеты, для рассматриваемых здесь двумерных задач по эффективности предлагаемый метод не уступает методу, использующему разложение по собственным волнам регулярного волновода, в тоже время он без труда переносится на решение волноводных задач произвольного поперечного сечения.

Решаемая в статье задача поиска профиля и исследования характеристик Брэгговского фильтра симметричных Н – волн круглого волновода является иллюстрацией возможностей предложенного метода. Такие фильтры обычно реализуются в виде гофра с несколькими периодами [13,14] или резонансных канавок [6,15]. Как показано в [6,14,15] фильтры такой конфигурации довольно эффективны для отражения симметричных Е – волн. Исследование периодического гофрированного фильтра Н – волн [13] показало, что его отражающая способность снижается по мере удаления от границы полосы прозрачности  $H_{01}$  – волны. В настоящей работе найдены геометрии фильтра в виде резонансной канавки определенной конфигурации, при которых обеспечивается практически полное отражение  $H_{01}$  – волны при радиусах волновода, непрозрачных для  $H_{02}$  – волны.

**Геометрия и рассчитываемые характеристики фильтров.** Геометрия рассматриваемых фильтров представлена на рисунке 1. На вход фильтра падает  $H_{01}$  – волна мощности  $P_0^+$ . На выходе задано условие полного согласования  $P_L^- = 0$ . В этом случае мощность через поперечное сечение  $P_s$  равна  $P_L^+$ , а отраженная мощность  $P_0^- = P_0^+ - P_s$ .

Профиль канавки фильтра (рисунок 1а) аппроксимировался следующим образом. Сопряжение регулярных участков волновода с разными радиусами  $b_0$  и  $b_1$  задавалось как  $b = b_0 + (b_1 - b_0) \cdot P_5(T)$ ,  $T = (z - z_0) / L_c$  где  $z_0$ ,  $L_c$  – начало и длина участка сопряжения. Полином  $P_5(T) = T^3(10 - 15T + 6T^2)$ , обеспечивает непрерывность первой и второй производной в точках сопряжения. С использованием таких сопряжений на профиле волновода моделировались фильтры в виде резонансных канавок и выступов

определенной конфигурации. Конфигурация при этом определяется параметрами  $h_k = |b_1 - b_0|$ ,  $\Delta_k = (L_k - 2L_c) / L_k = L_{kp} / L_k$ , где  $L_k$  - ширина канавки,  $h_k$  - глубина канавки (при  $h_k < 0$  - выступ),  $\Delta_k$  - параметр, характеризующий крутизну ее склонов.

Профиль фильтра в виде периодического синусоидального гофра (рисунок 1б) задавался в виде  $b(z) = b_0 + h_v \sin^2(n_v \pi T)$ ,  $T = (z - z_0) / L_v$ , где  $h_v$  - высота гофра,  $d_v = L_v / n_v$  - период гофра,  $n_v$  - количество волн гофра на длине  $L_v$ .

Внутренний радиус  $b_0$  фильтра сопряжен с регулярным волноводом, в котором возможно распространение только одной  $H_{01}$  волны, т.е.  $3.83 < b_0 < 7.016$ . Параметры  $h_k, L_k, h_v, d_v$  фильтров подбираются из условия минимума коэффициента ослабления  $\Gamma = P_L^+ / P_0^+ = P_s / P_0^+$ . Полосовая характеристика фильтра определяется зависимостью коэффициента отражения  $K = 1 - \Gamma$  от частоты.

**Уравнения Максвелла в преобразованной системе координат.** Возбуждение волн в рассматриваемом нерегулярном отрезке волновода на рабочей частоте  $\omega$  описывается однородными уравнениями Максвелла и соответствующими граничными условиями на внутренней идеально проводящей поверхности волновода. Для решения задачи воспользуемся известной методикой отображения внутренней области нерегулярного волновода, заданного профиля  $b(z)$  на цилиндр единичного радиуса [2,5,6,7]. Введем следующее преобразование координат

$$r = \rho b(\zeta); \quad \varphi = \psi; \quad z = \zeta. \quad (1)$$

Безразмерные уравнения Максвелла и граничное условие на стенке волновода для векторов поля в преобразованной системе запишем в виде [6]

$$\text{rot } \vec{B}^P = jW \vec{g} \vec{E}^P; \quad \vec{g}^{-1} \cdot \text{rot } \vec{E}^P = -jW \vec{B}^P; \quad \vec{g} = \begin{bmatrix} 1 + \rho^2 b' & 0 & -\rho b b' \\ 0 & 1 & 0 \\ -\rho b b' & 0 & b^2 \end{bmatrix}; \quad [\vec{r}_0, \vec{E}^P] \Big|_{\rho=1} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $b' = \partial b / \partial z$ , все геометрические параметры выражены в единицах  $\lambda_0 / 2\pi$ ,  $\lambda_0$  - опорная длина волны,  $W = \lambda_0 / \lambda$ ,  $\lambda$  - рабочая длина волны.

В случае симметричных Н-волн  $\vec{E}^P = E_\psi(\rho, z) \vec{\psi}_0$ ,  $\vec{B}^P = B_\rho(\rho, z) \vec{\rho}_0 + B_\zeta(\rho, z) \vec{z}_0$  и задача (2) приводится к скалярному уравнению относительно  $E_\psi(\rho, z)$ . Введем замену переменных  $u = u_{re} + ju_{im} = \rho E_\psi$ , тогда (2) преобразуется к виду

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + W^2 \frac{u}{\rho} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{b'}{b} \frac{\partial u}{\partial \rho} \right) - \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{b'}{b} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{b^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{1 + (b'\rho)^2}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} \right) = 0. \quad (3)$$

Граничное условие на стенке волновода  $u(1, z) = 0$ , на оси  $u(0, z) = 0$ .

Компоненты симметричной Н-волны выражаются через  $u$  следующим образом:

$$\dot{\vec{B}}^p = \frac{j}{W} \left\{ \left( -\frac{\partial u}{\rho \partial z} + \frac{b'}{b} \frac{\partial u}{\partial \rho} \right) \vec{\rho}_0 + \left( -\frac{b'}{b} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1 + \rho^2 b'^2}{b^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \rho} \right) \vec{z}_0 \right\}; \quad \vec{E}^p = u(\rho, z) / \rho \cdot \vec{\psi}_0. \quad (4)$$

Связь компонент в исходной  $(r, \varphi, z)$  и преобразованной  $(\rho, \psi, \zeta)$  системах:

$$B_r = B_\rho / b(z); \quad E_\varphi = E_\psi / b(z); \quad B_z = B_\zeta - B_\rho \cdot b'(z) / b(z).$$

**Парциальные условия излучения на концах отрезка нерегулярного волновода.**

В соответствии с методикой [4] представим искомое волновое поле в виде разложения по собственным  $H_{0i}$  - волнам регулярного волновода единичного радиуса

$$E_\psi(\rho, z) = \sum_i A_i(z) J_1(\mu_{0i} \rho); \quad A_i(z) = \frac{1}{h_{0i}} \int_0^1 u(z, \rho) J_1(\mu_{0i} \rho) d\rho; \quad h_{0i} = \int_0^1 J_1^2(\mu_{0i} \rho) \rho d\rho. \quad (5)$$

На регулярных участках волновода

$$A_i(z) = \begin{cases} a_i^+ e^{-jk_i z} + a_i^- e^{+jk_i z}; & W > \mu_{0i} / b, \quad i = 1, 2, \dots, p; \\ a_i^+ e^{-k_i z} + a_i^- e^{+k_i z}; & W < \mu_{0i} / b, \quad i > p; \end{cases}, \quad k_i = \sqrt{|W^2 - (\mu_{0i} / b)^2|}.$$

Здесь  $p$  – максимальное количество распространяющихся волн.

В этом случае,

$$u(\rho, z) = \sum_{i \leq p} (a_i^+ e^{-jk_i z} + a_i^- e^{+jk_i z}) \rho J_1(\mu_{0i} \rho) + \sum_{i > p} (a_i^+ e^{-k_i z} + a_i^- e^{+k_i z}) \rho J_1(\mu_{0i} \rho). \quad (6)$$

Продифференцируем (6) по  $z$  и получим соотношение

$$\frac{\partial u(\rho, z)}{\partial z} = \sum_{i \leq p} (-jk_i a_i^+ e^{-jk_i z} + jk_i a_i^- e^{+jk_i z}) \rho J_1(\mu_{0i} \rho) + \sum_{i > p} (-k_i a_i^+ e^{-k_i z} + k_i a_i^- e^{+k_i z}) \rho J_1(\mu_{0i} \rho), \quad (7)$$

с помощью которого сформулируем следующие условия на границах сопряжения рассматриваемого нерегулярного отрезка волновода с регулярными участками.

*Условие полного согласования при  $z=L$ .*

При  $z>L$  отсутствуют обратные волны:  $a_i^- = 0$ . Учитывая это, из (5), (6), (7) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(\rho, L)}{\partial z} &= -\sum_{i \leq p} \frac{jk_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i} \rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, L) J_1(\mu_{0i} \bar{\rho}) d\bar{\rho} - \\ &- \sum_{i > p} \frac{k_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i} \rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, L) J_1(\mu_{0i} \bar{\rho}) d\bar{\rho}. \end{aligned} \quad (8)$$

*Условие набегания слева  $H_{0r}$  - волн при  $z=0$ .*

При  $z<0$   $a_r^+ \neq 0$ ,  $a_{i(i \neq r)}^+ = 0$ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(\rho, 0)}{\partial z} &= \sum_{i \leq p} \frac{jk_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i} \rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, 0) J_1(\mu_{0i} \bar{\rho}) d\bar{\rho} + \\ &+ \sum_{i > p} \frac{k_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i} \rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, 0) J_1(\mu_{0i} \bar{\rho}) d\bar{\rho} - 2j \sum_r k_r a_r^+ \rho J_1(\mu_{0r} \rho). \end{aligned} \quad (9)$$

Заметим, что здесь в граничных условиях (8), (9) наряду с распространяющимися, учтены и закритические волны, которые присутствуют вблизи концов нерегулярного участка. Ввиду этого, условия (8), (9) можно ставить непосредственно на концах нерегулярного отрезка, что позволяет значительно уменьшить расчетную область особенно вблизи границы полосы прозрачности.

*Мощность переносимая симметричной Н-волной через поперечное сечение:*

$$P_s = \text{real} \int_0^b \left[ \dot{\vec{E}} \times \dot{\vec{B}}^* \right]_z r dr = \text{imag} \left\{ \frac{1}{W} \int_0^1 \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial u^*}{\partial z} u - \frac{b' \partial u^*}{b \partial \rho} u \right) d\rho \right\}. \quad (10)$$

*Мощность прямой и обратной распространяющихся парциальных волн  $P_i^\pm$ .* Используя представления (5), (6), (7), аналогично (10) получаем на регулярных участках ( $b' = 0$ ):

$$P_i^\pm = \text{imag} \left\{ \frac{1}{W} \int_0^1 \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_i^{\pm*}}{\partial z} u_i^\pm \right) d\rho \right\}; \quad u_i^\pm = \frac{1}{2} \left( u \pm \frac{j}{k_i} \frac{du}{dz} \right). \quad (11)$$

**Метод блочной матричной прогонки.** В соответствии с классическим методом прямых [10], выберем на интервале  $\{0 \leq \rho \leq 1\}$  равномерную сетку  $\omega_{hr} = \{\rho_j = jh_r, h_r = 1/m, j = 0 \dots m\}$  (можно неравномерную) и обозначим

$$\vec{u} = \{u(\rho_1, z), \dots, u(\rho_{m-1}, z)\} = \{u_1(z), \dots, u_{m-1}(z)\}, \quad u_0 = u_m = 0.$$

Аппроксимируем уравнение (3) конечно-разностной схемой второго порядка точности. После приведения к векторно-матричной форме, получаем систему ОДУ вида

$$\frac{d}{dz} \left( E(z) \frac{d\vec{u}}{dz} \right) + \frac{d}{dz} (Q(z)\vec{u}) + Q(z) \frac{d\vec{u}}{dz} + G(z)\vec{u} = 0. \quad (12)$$

Матрицы  $G$  и  $Q$  имеют следующие ненулевые коэффициенты:

$$g_{1,1} = \frac{W^2}{\rho_1} - \frac{c_{1/2} + c_{1+1/2}}{b^2 h_r^2}; \quad g_{1,2} = -\left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{1+1/2}}{b^2 h_r^2}; \quad c = \frac{1 + (b'\rho)^2}{\rho};$$

$$g_{j,j-1} = \left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{j-1/2}}{b^2 h_r^2}; \quad g_{j,j} = \frac{W^2}{\rho_j} - \frac{c_{j-1/2} + c_{j+1/2}}{b^2 h_r^2}; \quad g_{j,j+1} = -\left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{j+1/2}}{b^2 h_r^2};$$

$$q_{1,2} = -\frac{b'}{b^2 h_r}; \quad q_{j,j-1} = \frac{b'}{b^2 h_r}; \quad q_{j,j+1} = -\frac{b'}{b^2 h_r}; \quad j=2 \dots m-1;$$

Матрица  $E$  содержит только ненулевые диагональные элементы, равные  $1/\rho_j, j = 1 \dots m-1$ .

Для решения краевой задачи для системы (12) введем сетку по  $z$   $\omega_{hz} = \{z_k = (k-1)h_z, h_z = L/n, k = 1 \dots n+1\}$ , обозначим  $\vec{u}^k = \vec{u}(z_k)$  и построим конечно-разностную схему второго порядка точности:

$$\begin{aligned} & \left[ E^{k-1/2} - 0.5h_z(Q^{k-1} + Q^k) \right] \bar{u}^{k-1} + \left[ -E^{k-1/2} - E^{k+1/2} + h_z^2 G^k \right] \bar{u}^k + \\ & + \left[ E^{k+1/2} + 0.5h_z(Q^{k+1} + Q^k) \right] \bar{u}^{k+1} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Парциальные граничные условия излучения (8), (9) при замене интеграла по методу трапеций приводятся к матричному виду

$$\frac{d\bar{u}^1}{dz} + \beta^0 \bar{u}^1 = \bar{\gamma}^0; \quad \frac{d\bar{u}^{n+1}}{dz} + \beta^L \bar{u}^{n+1} = 0; \quad (14)$$

$$\beta_{kl}^0 = -h_r \left[ \sum_{i=1}^p \frac{jk_i^0}{h_{0i}} J_1(\mu_{0i} \rho_k) \rho_k J_1(\mu_{0i} \rho_l) + \sum_{i=p+1}^{N_v} \frac{k_i^0}{h_{0i}} J_1(\mu_{0i} \rho_k) \rho_k J_1(\mu_{0i} \rho_l) \right];$$

$$\beta_{kl}^L = h_r \left[ \sum_{i=1}^p \frac{jk_i^L}{h_{0i}} J_1(\mu_{0i} \rho_k) \rho_k J_1(\mu_{0i} \rho_l) + \sum_{i=p+1}^{N_v} \frac{k_i^L}{h_{0i}} J_1(\mu_{0i} \rho_k) \rho_k J_1(\mu_{0i} \rho_l) \right];$$

$$\gamma_k^0 = -2j \sum_r k_r^0 a_r^+ \rho_k J_1(\mu_{0r} \rho_k), \quad N_v - \text{количество учитываемых собственных волн.}$$

Для (14) используем аппроксимацию второго порядка точности [9]:

$$(-3\bar{u}^1 + 4\bar{u}^2 - \bar{u}^3) + 2h_z \beta^0 \bar{u}^1 = 2h_z \bar{\gamma}^0; \quad (3\bar{u}^{n+1} - 4\bar{u}^n + \bar{u}^{n-1}) + 2h_z \beta^L \bar{u}^{n+1} = 0. \quad (15)$$

Введем вектор неизвестных  $\bar{x} = \{\bar{u}^1, \bar{u}^2, \dots, \bar{u}^{n+1}\}$  и запишем систему (13) (15) в виде  $A\bar{x} = \bar{d}$ . Вследствие приведенной техники построения конечно-разностной схемы сильно разреженная матрица  $A$  имеет удобную для последующей обработки блочно-ленточную структуру. Для решения таких систем линейных уравнений с блочно ленточной матрицей была разработана экономичная реализация прямого метода Гаусса с выбором главного элемента – метод блочной матричной прогонки [6,9]. Идея алгоритма заключается в реализации метода на упакованном массиве из односвязных динамических стеков, в который помещаются только не нулевые элементы. Следует заметить, что данная методика может быть обобщена на случай трехмерных скалярных и векторных систем. Алгоритм метода Гаусса с выбором главного элемента обеспечивает устойчивость схемы (13) (14) даже если не выполняется условие преобладания диагонального элемента, необходимое для реализации классического метода прогонки и итерационных процедур. Отпадает также во многих случаях необходимость использования методов регуляризации [2].

**Результаты расчета.** Для значений радиуса волновода  $b_0$  в пределах  $\mu_{01} < b_0 < \mu_{02}$  производился оптимизационный поиск параметров  $h_v$ ,  $d_v$ ,  $n_v$  и  $h_k$ ,  $L_k$ ,  $\Delta_k$  фильтров, представленных на рисунке 1, при которых целевая функция, равная  $\Gamma$  стремится к нулю и обеспечивается максимальное отражение  $H_{01}$  волны. Расчеты показали, что для любого значения  $b_0$  в рассматриваемом диапазоне существуют указанные параметры фильтров, при которых обеспечивается практически полное ( $>30$ Дб) отражение. Найденные геометрические параметры фильтров, при которых достигается коэффициент отражения  $K > 0.995$  представлены на рисунке 2. На рисунке 3 представлены рассчитанные по формуле (5) характерные распределения вдоль фильтров амплитуд возбуждаемых мод.

*Особенности фильтров в виде резонансной канавки.* Для каждого значения  $b_0$  имеется семейство параметров  $h_k, L_k, \Delta_k$  канавки при которых она практически полностью отражает  $H_{01}$ -волну. Как видно из рисунка 2а при фиксированных  $\Delta_k, L_k$  с увеличением  $b_0$  глубина  $h_k$  резонансной канавки монотонно уменьшается. При уменьшении ширины канавки  $L_k$  ее высота возрастает. С увеличением крутизны стенок канавки ( $\Delta_k \uparrow 1$ ) при фиксированной ширине ее высота уменьшается до некоторой предельной величины. При  $\Delta_k \rightarrow 0$  высота отражающей резонансной канавки становится неприемлемо большой. Так, для  $b_0=5.5, L_k=5.5$  при  $\Delta_k \cong 1, h_k=2.5$ , а при  $\Delta_k=0, h_k=7.6$ . Высота резонансной канавки такова, что обеспечивает открытие возбуждаемой  $H_{02}$  – моды с амплитудой, сравнимой с амплитудой основной волны, причем ее пучность попадает примерно на центр канавки. Значима также возбуждаемая закритическая  $H_{03}$  - мода (см. рисунок 3).

*Особенности фильтров в виде  $n_v$  - периодического синусоидального гофра.* Для фильтра этого типа характерна однозначная зависимость периода  $d_v$ , соответствующего минимальному значению  $\Gamma$  от величины  $b_0$ . Значение же глубины гофра для данного периода определяется величиной коэффициента отражения  $K$ . При найденном оптимальном периоде  $d_v$  с увеличением глубины  $h_v$  коэффициент  $K$  монотонно возрастает. На рисунке 2б приведена зависимость от  $b_0$  оптимального периода  $d_v$  и значение глубины гофра  $h_v$ , соответствующее  $K=0.995$ . Из рисунка 2б видно, что наблюдается немонотонная зависимость глубины гофра от  $b_0$ , а также имеется скачок зависимости  $d_v(b_0)$  при  $b_0 \sim 5$ . При удалении от границы  $b_0 = \mu_{01}$  полосы прозрачности период монотонно убывает, а требуемая глубина гофра возрастает до значений, превосходящих радиус волновода. Характерное распределение амплитуд возбуждаемых волн вдоль фильтра вблизи границы полосы прозрачности представлено на рисунке 3б. Начиная с  $b_0 > 4.5$ , высота гофра такова, что внутри него открывается  $H_{02}$ -волна, темп возрастания  $h_v$  с ростом  $b_0$  увеличивается и превосходит радиус волновода. Если при такой высоте перейти на величину периода, соответствующего резонансу одной синусоидальной канавки ( $\Delta_k=0$ ) то уже первая канавка гофра обеспечивает требуемое ослабление волны. Этот переход отражает скачок при  $b_0=5$  кривой 1 на рисунке 2б. С увеличением  $b_0$  постепенно оказываются задействованы в ослаблении волны все гофры фильтра, а их высота монотонно убывает. При этом амплитуда возбуждаемой  $H_{02}$  волны становится сравнимой с  $A_{01}$ .

*Полосовые характеристики фильтров* иллюстрирует рисунок 4. Как и следовало ожидать, фильтры в виде одной резонансной канавки имеют очень узкую полосу отражения 1-4% на уровне  $K > 0.8$ . Полоса сужается при уменьшении высоты канавки и возрастании  $b_0$ . Полоса отражения на уровне  $K > 0.8$  периодического гофрированного фильтра изменяется в пределах 5-12%. Как видно из хода кривой 1, при приближении  $b_0$  к границе полосы прозрачности коэффициент отражения  $K$  с уменьшением частоты от  $W=1$  вначале понижается, после чего увеличивается до единицы при достижении точки отсечки.

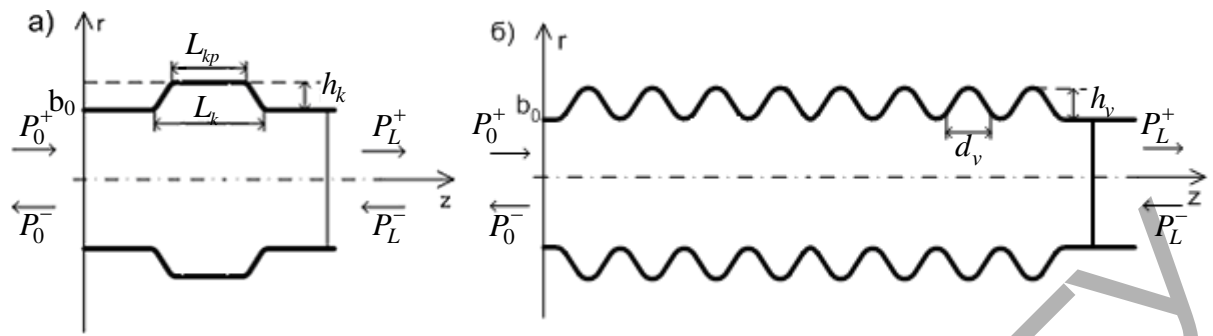
**Заключение.** Анализ вариантов рассмотренных фильтров, в виде периодического синусоидального гофра и в виде канавки показывает, что для любого радиуса волновода  $b_0$ , при котором обеспечивается распространение только  $H_{01}$  – волны, можно подобрать значения параметров фильтров рассмотренной конфигурации, обеспечивающих требуемый уровень отражения в полосе до 10%. Предложенный эффективный алгоритм решения волноводных задач рассмотренного типа позволяет успешно производить синтез различных устройств на основе отрезка нерегулярного волновода.

### Литература

1. Пат.4745617 США, МКИ H01S. Ideal distributed Bragg reflectors and resonators/ Harvey R.J. (США); Hughes Aircraft Co. - № 31327. Заявл. 27.03.1987. Опубл. 17.05.1988. НКИ 372/96. – 12с.
2. Свешников А.Г., Боголюбов А.Н., Буткарев И.А. Математическое моделирование волноводных переходов.//РЭ. 2006. Т.51. №8.С.901-915.
3. Свешников А.Г. Принцип излучения.//ДАН СССР. 1950.Т.3.№5.С.517-520.
4. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Лавренова А.В. Численное моделирование дифракции в волноводе методом конечных элементов.//Радиотехника.2004.№12.С.20-31.
5. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. –М.: Радио и связь, 1986, 208 с
6. Батура М.П., Кураев А.А, Сеницын А.К. Моделирование и оптимизация мощных электронных приборов СВЧ. – Минск. БГУИР, 2006.
7. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М:МГУ 1983.
8. Марчук Г.И., Агошков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. - М.: Наука. 1981.
9. Сеницын А.К. Метод блочной матричной прогонки для решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Доклады БГУИР. 2007.№ 1 (17).С.57.
10. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырский П.И. Начала теории вычислительных методов. Уравнения в частных производных. – Минск. Наука и техника. 1986. 311С.
11. Писсанецки С. Технология разреженных матриц. М: Мир.1988. 548с.
12. Джордж А., Лю Дж. Численное решение больших разреженных систем уравнений. М: Мир. 1984. 333с.
13. Яроменок С.И. Расчет основных характеристик фильтра на нерегулярном периодическом волноводе. // Материалы 15-й международной Крымской микроволновой конференции.– Севастополь, Украина, 2005.– С.246-247.
14. Кураев А.А., Лущицкая И.В., Сеницын А.К. Исследование фильтра для  $E_{01}$  –волны на основе отрезка круглого гофрированного волновода.//Известия Белорусской инженерной академии.2003г., №1(15)/1, с.158-161

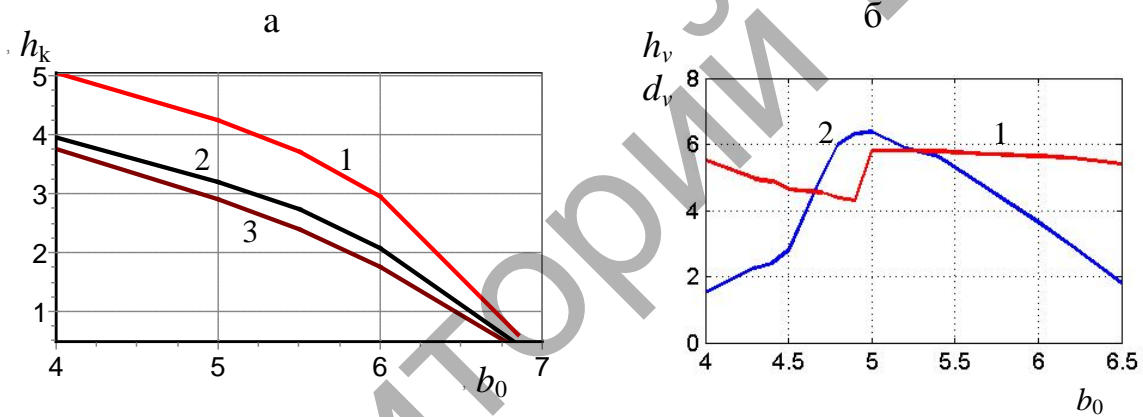
15. Кунцевич А.Ю., Сеницын А.К. Исследование фильтра, заграждающего катод многоволнового черенковского генератора. // Материалы 15-й международной Крымской микроволновой конференции.– Севастополь, Украина, 2005.– С.248-249

Репозиторий БарГУ



а) фильтр в виде канавки, б) фильтр в виде отрезка синусоидального гофра

**Рисунок 1 – Геометрия рассматриваемых фильтров**



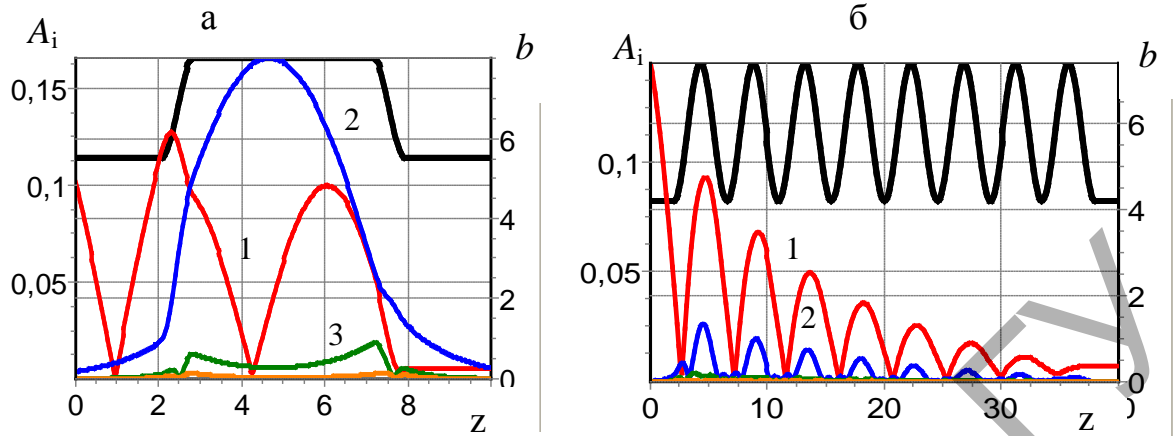
а – фильтр в виде одной канавки,  $\Delta_k=0.7$ ;

кривые 1 -  $L_k=4.5$ , 2 -  $L_k=5.5$ , 3 -  $L_k=6.5$ ;

б – фильтр в виде 8 синусоидальных гофров;

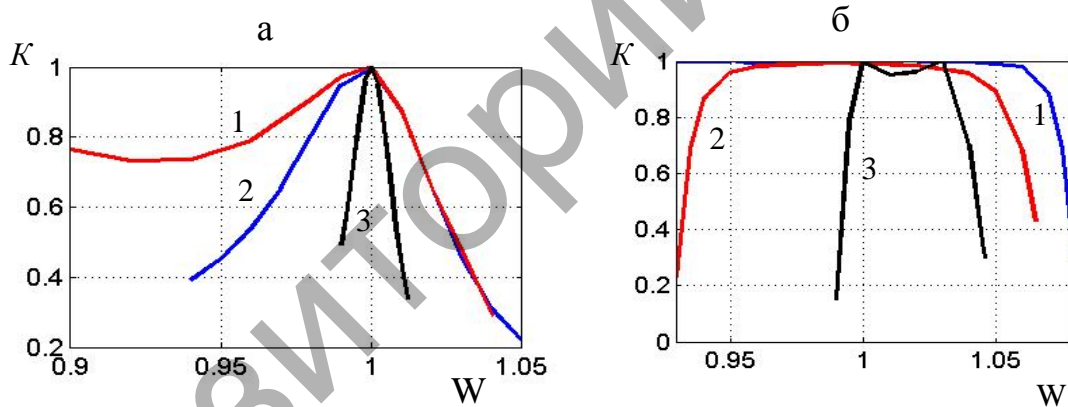
кривые 1 -  $d_v$ , 2 -  $h_v$ .

**Рисунок 2 – Зависимость параметров заграждающих фильтров от радиуса волновода**



а - канавка:  $b_0=5.5, L_k=6, h_k=2.5$   
 б - гофр:  $b_0=4.21, n_v=8, d_v=4.5, h_v=3.2$   
 кривые 1 -  $A_1, 2 - A_2, 3 - A_3$

Рисунок 3 - Распределение амплитуд возбуждаемых волн в фильтрах



а - канавки:  $\Delta_k=0.7$   
 1 -  $b_0=4.5, L_{k0}=5, h_{k0}=3.95$ ;  
 2 -  $b_0=5.5, L_{k0}=5, h_{k0}=3.05$ ;  
 3 -  $b_0=6.5, L_{k0}=5, h_{k0}=1.41$ .

б - гофры:  
 1 -  $b_0=4, d_{v0}=5.5, h_{v0}=1.5$ ;  
 2 -  $b_0=4.5, d_{v0}=4.64, h_{v0}=3.2$ ;  
 3 -  $b_0=6.5, d_{v0}=5.41, h_{v0}=1.8$ .

Рисунок 4 - Зависимость коэффициента отражения K от частоты

**СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ****Наранович Оксана Ивановна** - 1965 г.р.,зав. кафедрой Информационных Систем и Технологий,  
ст. преподаватель Барановичского государственного университета.Область научных интересов: компьютерное моделирование, численные методы решения  
дифференциальных уравнений

225320, Барановичи, ул. Коммунистическая, дом. 27, кв. 27

т. (8-0163)-46-04-19р, (8-0163)-49-90-79д. 529-59-31м.

e-mail: narok @ tut.by



РЕПОЗИТОРИЙ БарГУ