



ISSN 1729-7648

ДОКЛАДЫ БГУИР

№ 3 (33) 2008

ЭЛЕКТРОНИКА, МАТЕРИАЛЫ

ТЕХНОЛОГИИ, ИНФОРМАТИКА

ЭКОНОМИКА И УПРАВЛЕНИЕ

ДОКЛАДЫ БГУИР

Выходит два раза в квартал

Научный журнал издается с января 2003 года

Главный редактор М.П. Батура

Редакционная коллегия:

Л.М. Лыньков (зам. главного редактора),
В.В. Муравьев (зам. главного редактора),

А.Н. Осипов (ответственный секретарь),
В.В. Баранов, Н.П. Беляцкий, В.Е. Борисенко, И.В. Боднарь, Р.Б. Ивуть,
С.Е. Карпович, А.П. Кузнецов, В.К. Конопелько, А.А. Петровский, В.А. Сокол

Редакционный совет:

И.И. Абрамов, В.Е. Агабеков, А.И. Белоус, С.В. Гапоненко, В.В. Голенков, В.Ф. Голиков,
Л.И. Гурский, А.П. Достанко, В.А. Емельянов, И.Е. Зуйков, В.М. Колешко, Ф.Ф. Комаров,
Н.Т. Квасов, Ф.П. Коршунов, С.П. Кундас, А.А. Кураев, В.А. Куренев, В.И. Курмашев,
В.А. Лабунов, С.В. Лукьянец, В.Е. Матюшков, Л.И. Минченко, Ф.И. Пантелеенко, В.А. Пилипенко,
С.Л. Прищепа, А.М. Русецкий, Р.Х. Садыхов, А.А. Суходольский, Н.К. Толочко, А.А. Хмыль,
В.В. Цегельник, В.А. Чердынцев, Г.П. Яблонский, В.Н. Ярмолик

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

220013, Минск, ул. П. Бровки, 6, к. 327

293-88-41

doklady@bsuir.by

СОДЕРЖАНИЕ

ЭЛЕКТРОНИКА

| | |
|---|----|
| Солдатенков В.П., Юрцев О.А. Результаты расчета диаграммы рассеяния методом конечных разностей во временной области при монохроматическом и импульсном входных воздействиях и методом интегральных уравнений при монохроматическом воздействии..... | 5 |
| Асаёнок И.С. Важнейшие особенности функций мозга и причины "информационного голода" | 13 |
| Джеки А.М., Гейстер А.С. Физические основы формирования акустической волны винтом самолета и математическая модель временной структуры акустического сигнала идеальной лопасти..... | 20 |
| Камлач П.В., Будник А.В., Бондарик В.М. Моделирование прохождения ультразвука через структуры с различной акустической добротностью..... | 27 |
| Карпук А.А., Евтихина Н.В. Метод оценки величины замираний радиосигнала из-за многолучевого распространения радиоволн..... | 34 |
| Муравьев В.В., Тамело А.А., Журавлёв Д.В. Исследование влияния шумов гетеродина на диодные смесители миллиметрового диапазона..... | 39 |
| Мордачёв В.И. Вероятностные характеристики электромагнитной обстановки, образуемой электромагнитными излучениями наземных радиоэлектронных средств, над поверхностью земли..... | 51 |
| Кураев А.А., Наранович О.И., Синицын А.К. Согласование диэлектрической диафрагмы в круглом волноводе на моде H_{01} с помощью канавки-рефлектора..... | 59 |

УДК 621.372.8+519.6

СОГЛАСОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДИАФРАГМЫ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ НА МОДЕ H_{01} С ПОМОЩЬЮ КАНАВКИ-РЕФЛЕКТОРА

А.А. КУРАЕВ, О.И. НАРАНОВИЧ, А.К. СИНИЦЫН

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 8 апреля 2008

Предложен метод расчета нерегулярных волноводов с частичным диэлектрическим заполнением. Разработана эффективная процедура решения, совмещающая метод преобразования координат, последующее сведение задачи к системе ОДУ на основе метода прямых, парциальные условия излучения на входном и выходном сечениях и метод блочной матричной прогонки для случая продольно-нерегулярного волновода с диэлектрическими вставками. Приведены результаты решения задачи о подборе рефлектора, компенсирующего отражение H_{01} -волны круглого волновода от диэлектрического окна.

Ключевые слова: уравнения Максвелла, метод сеток, волновод, рефлектор.

Введение

Диэлектрические вставки специальной формы используются во многих элементах волноводной СВЧ-техники — замедляющие системы, диэлектрические окна. Ввиду этого актуальным является разработка эффективных методов расчета нерегулярных волноводов с частичным диэлектрическим заполнением. В [1] такие задачи решаются на основе метода преобразования координат и неполного метода Галеркина, который, однако, для нерегулярного волновода во многих случаях оказывается неустойчивым. Решение этих задач прямым методом сеток требует значительных вычислительных затрат [2].

В [3, 4] для решения краевых задач в случае продольно нерегулярных волноводов с вакуумным заполнением предложена эффективная процедура решения, удачно совмещающая метод преобразования координат, последующее сведение задачи к системе ОДУ на основе метода прямых, парциальные условия излучения на входном и выходном сечениях [2] и метод блочной матричной прогонки [5, 6]. В настоящей статье описанная в [3, 4] методика развита для случая продольно-нерегулярного волновода с диэлектрическими вставками. В качестве иллюстрации возможностей метода решена задача о подборе рефлектора круглого волновода в виде резонансной канавки, компенсирующей отражение симметричной H -волны от тонкого диэлектрического окна.

Уравнения Максвелла в преобразованной системе координат

Возбуждение волн в рассматриваемом нерегулярном отрезке волновода на рабочей частоте ω 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 [3]. 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 [3]

$$\text{rot } \dot{\vec{B}}^P = jW \hat{g} \cdot \text{grad}(\rho, r) \dot{\vec{E}}^P; \quad \hat{g}^{-1} \cdot \text{rot } \dot{\vec{E}}^P = -jW \dot{\vec{B}}^P; \quad [\vec{r}_0, \dot{\vec{E}}^P] \Big|_{\rho=1} = 0, \quad (2)$$

$$\hat{g} = \begin{bmatrix} 1 + \rho^2 b' & 0 & -\rho b b' \\ 0 & 1 & 0 \\ -\rho b b' & 0 & b^2 \end{bmatrix}.$$

Здесь $b' = \partial b / \partial z$, все геометрические параметры выражены в единицах $\lambda_0 / 2\pi$, $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ — опорная длина волны; $W = \omega / \omega_0$.

В случае симметричных H -волн задача (2) приводится к скалярному уравнению

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

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

Компоненты симметричной H -волны выражаются через u следующим образом:

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

Связь компонент в исходной (r, φ, z) и преобразованной (ρ, ψ, ζ) 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 [1, 2, 4] представим искомое волновое поле в виде разложения по собственным H_0 -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

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

Здесь p — максимальное количество распространяющихся волн.

Тогда условия на границах сопряжения рассматриваемого нерегулярного отрезка волновода с регулярными участками запишутся в виде.

Условие полного согласования при $z=L$. При $z>L$ отсутствуют обратные волны $a_i^- = 0$.

$$\frac{\partial u(\rho, L)}{\partial z} = - \sum_{i \leq p} \frac{jk_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i}\rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, L) J_1(\mu_{0i}\bar{\rho}) d\bar{\rho} - \sum_{i > p} \frac{k_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i}\rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, L) J_1(\mu_{0i}\bar{\rho}) d\bar{\rho}. \quad (6)$$

Условие набегания слева H_{0r} -волн при $z=0$. При $z < 0$ $a_r^+ \neq 0$, $a_{i(i \neq r)}^+ = 0$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(\rho, 0)}{\partial z} = & \sum_{i \leq p} \frac{jk_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i}\rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, 0) J_1(\mu_{0i}\bar{\rho}) d\bar{\rho} + \\ & + \sum_{i > p} \frac{k_i}{h_{0i}} \rho J_1(\mu_{0i}\rho) \int_0^1 u(\bar{\rho}, 0) J_1(\mu_{0i}\bar{\rho}) d\bar{\rho} - 2j \sum_r k_r a_r^+ \rho J_1(\mu_{0r}\rho) \end{aligned} \quad (7)$$

Заметим, что условия (6), (7) можно ставить непосредственно на концах нерегулярного отрезка, что позволяет значительно уменьшить расчетную область особенно вблизи границы полосы прозрачности.

Мощность, переносимая симметричной H -волной через поперечное сечение:

$$P_s = \text{real} \int_0^b [\dot{\vec{E}} \times \dot{\vec{B}}^*]_z r dr = \text{imag} \left\{ \frac{1}{W} \int_0^1 \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial u^*}{\partial z} u - \frac{b' \partial u^*}{b \partial \rho} u \right) d\rho \right\}. \quad (8)$$

Мощность прямой и обратной распространяющихся парциальных волн P_i^\pm на регулярных участках ($b'=0$):

$$P_i^\pm = \text{imag} \left\{ \frac{1}{W} \int_0^1 \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial u_i^{\pm*}}{\partial z} u_i^\pm \right) d\rho \right\}; u_i^\pm = \frac{1}{2} \left(u \pm \frac{j}{k_i} \frac{du}{dz} \right). \quad (9)$$

Метод блочной матричной прогонки

В соответствии с методикой [5] 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

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

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

$$\frac{d}{dz} \left(E(z) \frac{d\vec{u}}{dz} \right) + \frac{d}{dz} (Q(z)\vec{u}) + Q(z) \frac{d\vec{u}}{dz} + G(z)\vec{u} = 0. \quad (10)$$

Матрицы G и Q имеют следующие ненулевые коэффициенты:

$$\begin{aligned} g_{1,1} &= -\frac{\dot{\epsilon}(z, \rho_1) W^2}{\rho_1} - \frac{c_{1/2} + c_{1+1/2}}{b^2 h_r^2}; g_{1,2} = -\left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{1+1/2}}{b^2 h_r^2}; c_j = \frac{1 + (b' \rho_j)^2}{\rho_j}; \\ g_{j,j-1} &= \left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{j-1/2}}{b^2 h_r^2}; g_{j,j} = \frac{\dot{\epsilon}(z, \rho_j) W^2}{\rho_j} - \frac{c_{j-1/2} + c_{j+1/2}}{b^2 h_r^2}; g_{j,j+1} = -\left(\frac{b'}{b}\right)' \frac{1}{2h_r} + \frac{c_{j+1/2}}{b^2 h_r^2}; \\ q_{1,2} &= -\frac{b'}{b^2 h_r}; q_{j,j-1} = \frac{b'}{b^2 h_r}; q_{j,j+1} = -\frac{b'}{b^2 h_r}; j = 2 \dots m-1. \end{aligned}$$

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

Для решения краевой задачи для системы (10) 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:

$$\begin{aligned} & \left[E^{k-1/2} - 0, 5h_z (Q^{k-1} + Q^k) \right] \vec{u}^{k-1} + \left[-E^{k-1/2} - E^{k+1/2} + h_z^2 G^k \right] \vec{u}^k + \\ & + \left[E^{k+1/2} + 0, 5h_z (Q^{k+1} + Q^k) \right] \vec{u}^{k+1} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Парциальные граничные условия излучения (6), (7) при замене интеграла по методу трапеций приводятся к матричному виду

$$\frac{d\vec{u}^1}{dz} + \beta^0 \vec{u}^1 = \vec{\gamma}^0; \quad \frac{d\vec{u}^{n+1}}{dz} + \beta^L \vec{u}^{n+1} = 0; \quad (12)$$

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

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

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

Для (12) используем аппроксимацию второго порядка точности [6]:

$$(-3\vec{u}^1 + 4\vec{u}^2 - \vec{u}^3) + 2h_z \beta^0 \vec{u}^1 = 2h_z \vec{\gamma}^0; \quad (3\vec{u}^{n+1} - 4\vec{u}^n + \vec{u}^{n-1}) + 2h_z \beta^L \vec{u}^{n+1} = 0. \quad (13)$$

Введем вектор неизвестных $\vec{x} = \{\vec{u}^1, \vec{u}^2, \dots, \vec{u}^{n+1}\}$ и запишем систему конечно-разностных уравнений (11) и (13) в виде $A\vec{x} = \vec{d}$. 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 [5]. 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 конечно-разностной схемы (11), (13) 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.

Разработана программа, позволяющая рассчитывать электродинамику симметричных Н-волн в нерегулярном волноводе с диэлектрическим заполнением.

Расчет параметров компенсирующего рефлектора

Иллюстрацию возможностей программы приведем на примере решения задачи о выборе толщины диэлектрического окна. Диэлектрические окна в вакуумных СВЧ устройствах (например, в черенковском генераторе) используются для изоляции вакуума от воздушной среды. Очень важно сделать это окно таким, чтобы СВЧ волна проходила через него без затухания.

Постановка задачи

На вход падает симметричная H -волна (рис. 1). Она частично отражается от диэлектрической вставки, частично поглощается (если ϵ — комплексное), частично проходит. Компенсирующий рефлектор выполнен в виде канавки с параметрами $h_k, \Delta_k, L_k = Z_2 - Z_1$ [3, 4].

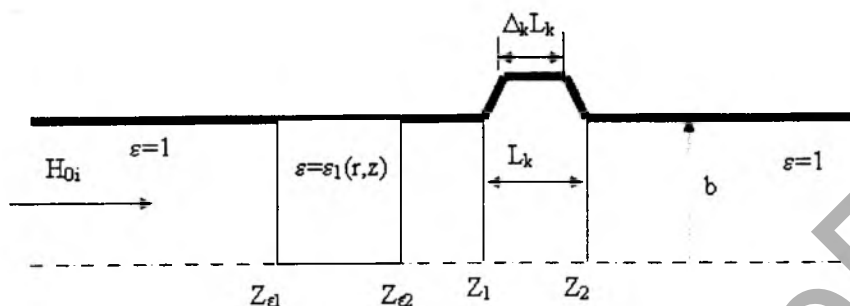


Рис. 1. Геометрия диэлектрического окна с компенсирующим рефлектором

С помощью разработанной программы, реализующей описанную выше модель (2)–(13) рассчитывался коэффициент отражения $K=1-P_s(L)/P_i^+(0)$ (P_i^+ и P_s мощности падающей и проходящих волн (8), (9)) диэлектрического окна с рефлектором.

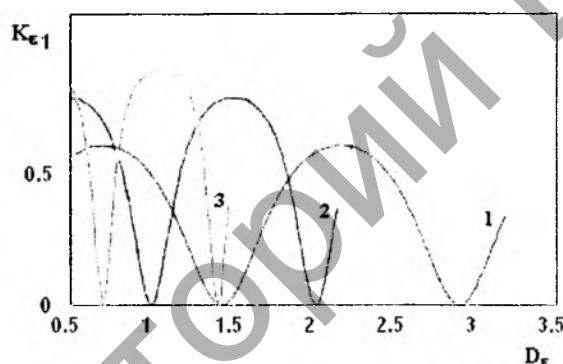


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от толщины диэлектрического окна без рефлектора $b=5$: 1 — $\epsilon=5$; 2 — $\epsilon=10$; 3 — $\epsilon=20$

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения диэлектрического окна без рефлектора K_ϵ от толщины диэлектрического окна $D_\epsilon = Z_{e2} - Z_{e1}$ для различных ϵ . Видно, что коэффициент отражения при реальных $D_\epsilon \approx 0,5-1$ достигает значительной величины, однако зависимость имеет периодический характер. При определенных значениях D_ϵ величина отражения K_ϵ становится ничтожно малой. Как показывает анализ, период соответствует половине длины волны в диэлектрике $\Lambda_\epsilon^{H_{0i}} = 2\pi / \sqrt{W^2 \epsilon - (\mu_{0i} / b)^2}$, что полностью согласуется с теорией длинных линий, согласно которой диэлектрическое окно толщиной в половину длины волны представляет резонансный полуволновой трансформатор, и, как следствие, оно обладает свойством полного прохождения волны (без ее отражения).

На рис. 3 представлена рассчитанная зависимость толщины диэлектрика, соответствующая первому минимуму K_ϵ . Как видно, при небольших значениях $\epsilon < 3$ толщина диэлектрика, соответствующая первому минимуму достигает больших значений, которые неприемлемы при практической реализации.

Реализация тонкого диэлектрического окна в этом случае может быть осуществлена с помощью рефлектора в виде компенсирующей канавки, положение и форма которой представлены на рис. 1. При определенных размерах, положении канавки и толщине диэлектрика возможен резонансный эффект, приводящий к резкому уменьшению

коэффициента отражения. Рис. 4. иллюстрирует эту ситуацию. Как видно, между диэлектриком и канавкой устанавливается полволны, т.е. система диэлектрик-канавка эквивалентна полуволновому трансформатору.

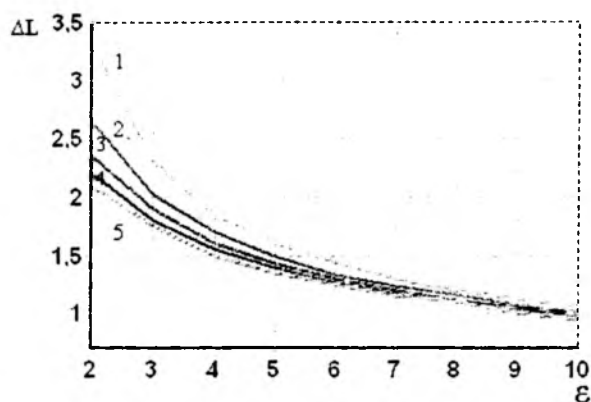


Рис. 3. Зависимость изменения ширины окна от диэлектрической проницаемости для различного радиуса волновода: 1 — $b=4$; 2 — $b=5$; 3 — $b=6$; 4 — $b=7$; 5 — $b=8$

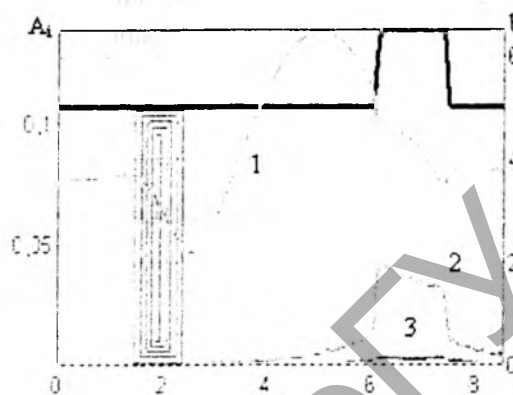


Рис. 4. Положение диэлектрика и канавки при минимальном отражении: 1–3 — амплитуды возбуждаемых волн в разложении (5)

В таблице приведены варианты параметров окон, найденные в процессе минимизации коэффициента отражения с компенсирующим рефлектором $K_{\epsilon+k}$ для используемых на практике значений их толщин. Здесь $L_{12}=Z_1-Z_{\epsilon 2}$, крутизна канавки $\Delta_k=0,8$.

Таблица 1. Варианты расчета оптимизированных параметров

| b | ϵ | D_ϵ | K_ϵ | $K_{\epsilon+k}$ | L_{12} | L_k | h_k |
|-----|------------|--------------|--------------|------------------|----------|-------|--------|
| 4 | 2 | 0,5 | 0,42 | 0,017 | 9,553 | 2,258 | 1,340 |
| 6 | | | 0,09 | 0,001 | 3,279 | 1,259 | 1,253 |
| 8 | | | 0,07 | 0,007 | 3,648 | 2,974 | 4,199 |
| 10 | | | 0,06 | 0,004 | 3,457 | 2,891 | 5,929 |
| 4 | 3 | 0,5 | 0,72 | 0,01 | 9,723 | 2,062 | 1,475 |
| 6 | | | 0,25 | 0,001 | 3,377 | 1,195 | 1,678 |
| 8 | | | 0,2 | 0,02 | 3,116 | 0,896 | 2,269 |
| 10 | | | 0,18 | 0,07 | 3,102 | 0,803 | 2,381 |
| 4 | 2 | 1 | 0,67 | 0,017 | 9,377 | 2,154 | 1,514 |
| 6 | | | 0,19 | 0,001 | 3,064 | 1,097 | 1,303 |
| 8 | | | 0,15 | 0,005 | 3,326 | 3,067 | 6,087 |
| 10 | | | 0,13 | 0,01 | 3,112 | 2,992 | 6,938 |
| 4 | 3 | 1 | 0,85 | 0,017 | 9,58 | 1,928 | 1,484 |
| 6 | | | 0,39 | 0,001 | 3,096 | 0,917 | 1,486 |
| 8 | | | 0,32 | 0,01 | 3,224 | 3,193 | 9,495 |
| 10 | | | 0,29 | 0,02 | 3,023 | 3,068 | 12,719 |

Анализ приведенных в таблице результатов показывает, что компенсирующий рефлектор позволяет уменьшить отражение в сотни раз, благодаря чему можно выбрать необходимую толщину диэлектрика. При увеличении b до 8–10 сохранение минимального отражения волны достигается при значительном увеличении высоты канавки h_k . При больших b расстояние между канавкой и диэлектриком практически не изменяется.

Была исследована зависимость коэффициента отражения диэлектрической вставки с канавкой от частоты при толщине диэлектрического окна равной 0,8. График полосы частот представлен на рис. 5. Полоса частот расширяется с увеличением радиуса волновода b .

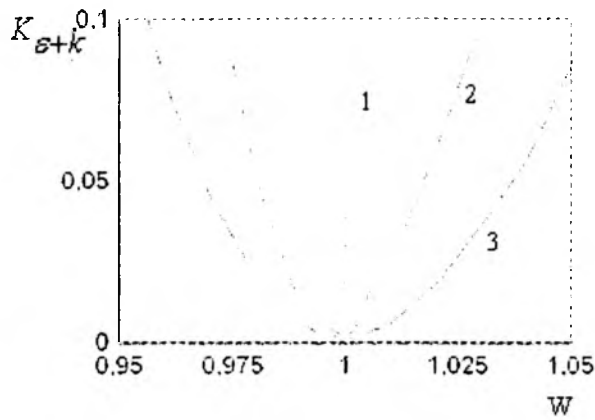


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения от частоты: 1 — $b=4$; 2 — $b=5$; 3 — $b=6$

Заключение

Разработан эффективный метод, позволяющий рассчитывать электродинамику симметричных H -волн в нерегулярном волноводе с диэлектрическим заполнением. Получена зависимость от диэлектрической проницаемости изменения толщины диэлектрического окна круглого волновода при которой возможно полное прохождение H_{01} -волны вследствие резонансного эффекта для различных значений радиуса волновода. При небольших значениях ϵ резонансная толщина диэлектрического окна неприемлемо велика.

Найдены параметры рефлектора в виде канавки, расположенной вблизи диэлектрического окна произвольной толщины, при которых реализуется резонансный эффект, приводящий к резкому уменьшению коэффициента отражения рабочей H_{01} -волны.

THE DIELECTRIC DIAPHRAGM MATCHING IN A ROUND WAVEGUIDE ON MODE H_{01} WITH THE HELP OF GROOVE - REFLECTOR

A.A. KURAEV, O.I. NARANOVICH, A.K. SINITSYN

Abstract

The effective method of calculation of irregular wave-guides with partial dielectric filling is offered. The effective procedure of the decision successfully combining a method of transformation of coordinates, the subsequent data to system the ODE is developed on the basis of a method of straight lines, partial waves conditions of radiation on entrance and target sections and a method of block matrix run for a case of a longitudinal irregular wave guide with dielectric inserts. Results of the decision of a task about selection of a reflector of a round wave-guide as a resonant flute are resulted.

Литература

1. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М., 1983.
2. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Лавренова А.В. // Радиотехника. 2004. № 12. С. 20–31.
3. Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К. Основы теории, расчета и оптимизации современных электронных приборов СВЧ. Минск, 2007.
4. Наранович О.И., Синицын А.К. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2007. №10. С. 57–63.
5. Наранович О.И., Синицын А.К. // Докл. БГУИР. 2007. Т. 5, № 3. С. 18–23.
6. Синицын А.К. // Докл. БГУИР. 2007. Т. 5, № 1. С. 57.