



УДК 537.8.029.6

В. Г. Кошкидько, О. В. Алпатова

Южный федеральный университет (Таганрог)

## Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, построенных на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода с диэлектрическим покрытием

*Рассмотрена двумерная задача о возбуждении плоской волной бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок со слоем диэлектрика, с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. В раскрыве каждой щели расположен полосковый проводник. Задача решена методом интегральных уравнений, для численной реализации использован метод Крылова–Боголюбова. Для преодоления логарифмической особенности в ядре интегрального уравнения использовано преобразование Куммера. Приведены зависимости эквивалентного поверхностного импеданса от геометрических размеров щели и полоскового проводника. Выполнен сравнительный анализ результатов с характеристиками решетки щелевых импедансных нагрузок без диэлектрического слоя.*

### Щелевая импедансная нагрузка, бесконечная решетка, диэлектрическое покрытие, эквивалентный поверхностный импеданс, численное решение

Структуры с реактивным характером поверхностного импеданса широко используются в радиолокации для управления рассеянными полями проводящих тел, а также в антенной технике при создании антенн поверхностных волн и в задачах обеспечения развязки антенн [1]–[8].

В результате решения подобных задач находится только закон распределения поверхностного импеданса, обеспечивающий объекту необходимые рассеивающие свойства [9]–[12], не затрагивая вопросы конструктивной реализации поверхностного импеданса. В тех немногочисленных случаях, когда эта проблема обсуждается, в качестве конструкции, реализующей реактивный поверхностный импеданс, используются, как правило, либо одиночные прямоугольные канавки, либо ребристые структуры на их основе.

Наряду с этим в последние десятилетия возрос интерес к разработке так называемых текстурированных электромагнитных поверхностей (textured electromagnetic surface) и искусственных импедансных поверхностей (artificial impedance surfaces) [13], для которых проблема реализации реактивного поверхностного импеданса также является актуальной.

Необходимо отметить, что конструкция, реализующая заданное значение импеданса на поверхности объекта, должна быть конформной, поскольку в подавляющем большинстве случаев изменение первоначальной формы рассеивающего объекта является недопустимым.

В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяют щелевые импедансные нагрузки (ЩИН), построенные на основе отверстия в идеально проводящем экране, нагруженного полостью.

В [14]–[26] исследованы характеристики различных конструкций ЩИН, позволяющих уменьшить уровень рассеянного поля радиолокационных объектов как в одиночном исполнении [14]–[21], так и в составе бесконечных решеток [22]–[26].

В [16] решена задача о возбуждении плоской волной одиночной ЩИН на основе открытого конца плоскопараллельного волновода, а в [26] приведены результаты для такой конструкции в составе бесконечной решетки.

Для защиты от атмосферных и механических воздействий подобные структуры часто помещают под диэлектрическим покрытием, поэтому в настоящей статье рассмотрено влияние диэлек-

трического слоя на характеристики этой же конструкции ЩИН в составе бесконечной решетки.

**Постановка задачи.** Имеется бесконечная периодическая решетка ЩИН со слоем диэлектрика (рис. 1), размещенных с периодом  $T$ . Каждый элемент решетки содержит три области:  $V_1$ ,  $V_2$  и  $V_3$ .

Область  $V_1$  с абсолютной комплексной диэлектрической проницаемостью  $\tilde{\epsilon}_{a1}$  и абсолютной комплексной магнитной проницаемостью  $\tilde{\mu}_{a1}$  занимает все полупространство над границей раздела, лежащей в плоскости  $xOz$ . Первичное поле возбуждается в области  $V_1$  плоской волной, падающей под углом  $\theta$ , отсчитываемым от нормали к плоскости  $xOz$ . Область  $V_2$  с параметрами  $\tilde{\epsilon}_{a2}$ ,  $\tilde{\mu}_{a2}$  не содержит возбуждающих источников и представляет собой слой диэлектрика толщиной  $t$ , расположенный между плоскостями  $y=0$  и  $y=-t$ . Область  $V_3$  с параметрами  $\tilde{\epsilon}_{a3}$ ,  $\tilde{\mu}_{a3}$  также не содержит возбуждающих источников и ограничена стенками плоскопараллельного волновода с расстоянием  $b$  между ними. Область  $V_2$  связана с областью  $V_3$  через одну или несколько щелей шириной  $c$  в верхней стенке плоскопараллельного волновода. В раскрыве каждой щели расположен полосковый проводник шириной  $d$ .

Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции будем считать независимыми от координаты  $z$  (двумерная задача). Рассматривается поле  $H$ -поляризации, имеющее составляющие  $H_z$ ,  $E_x$  и  $E_y$ . Требуется найти усредненный по периоду решетки  $T$  эквивалентный поверхностный импеданс.

**Поля в области  $V_1$ .** Выражения для полей в области  $V_1$  получены в [22] в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке:

$$H_{z1}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(1)} \psi_m(x) \exp[-i\Gamma_m^{(1)} y] + \psi_0(x) \exp[i\Gamma_0^{(1)} y]; \quad (1)$$

$$E_{x1}(x, y) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(1)} I_m^{(1)} \psi_m(x) \exp[-i\Gamma_m^{(1)} y] + Z_0^{(1)} \psi_0(x) \exp[i\Gamma_0^{(1)} y], \quad (2)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – номер гармоники;  $I_m^{(1)}$  – амплитуда  $m$ -й гармоники Флоке;

$$\psi_m(x) = \sqrt{1/T} \exp[-i(2m\pi/T - k_1 \sin \theta)x]$$

– функции, определяющие изменение поля в поперечном направлении:

$$\Gamma_m^{(1)} = \sqrt{k_1^2 - (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2};$$

– постоянные распространения в области  $V_1$ ;

$Z_m^{(1)} = \Gamma_m^{(1)} / (\omega \tilde{\epsilon}_{a1})$  – импеданс  $m$ -й пространственной гармоники; причем  $T$  – пространственный период решетки;  $k_1 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a1} \tilde{\mu}_{a1}}$  – коэффициент распространения в области  $V_1$ ;  $\omega$  – круговая частота.

В (1) и (2) вторые слагаемые представляют собой падающее поле, выраженное через нулевую гармонику Флоке с единичной амплитудой, а первые слагаемые – рассеянное поле в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке.

Используя ортогональность гармоник Флоке, из (2) найдем коэффициенты разложения тока  $I_m^{(1)}$

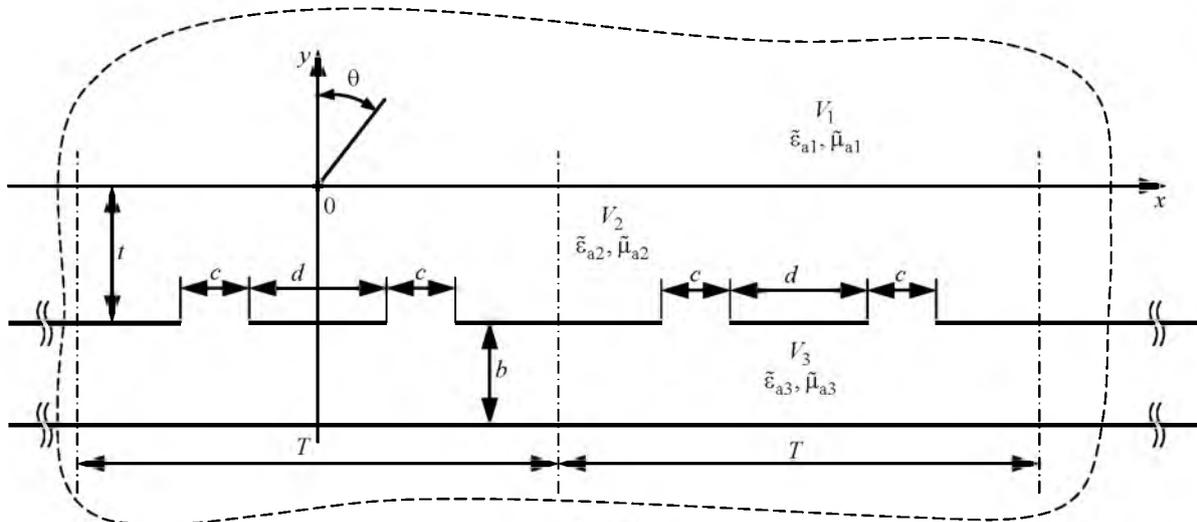


Рис. 1

и, подставив их в (1), получим выражение для магнитного поля на границе областей  $V_1$  и  $V_2$  со стороны области  $V_1$ , т. е. в плоскости  $xOz$  при  $y = 0$ :

$$H_{z1}(x, 0) = - \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right\} \times \\ \times E_x(x', \theta) dx' + 2\psi_0(x),$$

где  $Y_m^{(1)} = 1/Z_m^{(1)}$ .

**Поля в области  $V_2$ .** Выражения для полей в области  $V_2$  запишем также в виде разложения по гармоникам Флоке:

$$H_{z2}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ I_m^- \exp[i\Gamma_m^{(2)} y] + \right. \\ \left. + I_m^+ \exp[-i\Gamma_m^{(2)} y] \right\} \psi_m(x); \quad (3)$$

$$E_{x2}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ I_m^- \exp[i\Gamma_m^{(2)} y] - \right. \\ \left. - I_m^+ \exp[-i\Gamma_m^{(2)} y] \right\} Z_m^{(2)} \psi_m(x), \quad (4)$$

где  $I_m^-$ ,  $I_m^+$  – коэффициенты, определяющие отражение от границ  $y = 0$  и  $y = -t$  соответственно;

$$\Gamma_m^{(2)} = \sqrt{k_2^2 - (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2}; \\ Z_m^{(2)} = \Gamma_m^{(2)} / (\omega \tilde{\epsilon}_{a2}), \text{ причем } k_2 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a2} \tilde{\mu}_{a2}}.$$

На границе областей  $V_1$  и  $V_2$  со стороны области  $V_2$  (при  $y = 0$ ) из (3) и (4) получим:

$$H_{z2}(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (I_m^- + I_m^+) \psi_m(x); \quad (5)$$

$$E_{x2}(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(2)} (I_m^- - I_m^+) \psi_m(x). \quad (6)$$

На границах областей  $V_2$  и  $V_3$  со стороны области  $V_2$  (при  $y = -t$ ) из (3) и (4) получим:

$$H_{z2}(x, -t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ I_m^- \exp[-i\Gamma_m^{(2)} t] + \right. \\ \left. + I_m^+ \exp[i\Gamma_m^{(2)} t] \right\} \psi_m(x); \quad (7)$$

$$E_{x2}(x, -t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(2)} \left\{ I_m^- \exp[-i\Gamma_m^{(2)} t] - \right. \\ \left. - I_m^+ \exp[i\Gamma_m^{(2)} t] \right\} \psi_m(x). \quad (8)$$

Поскольку поля в областях  $V_1$  и  $V_2$  разложены по одной системе функций  $\psi_m(x)$ , можно

приравнять коэффициенты с одинаковыми индексами в (1) и (5), (2) и (6). В результате имеем:

$$\begin{cases} I_0^{(1)} = I_0^- + I_0^+ - 1; \\ Z_0^{(1)} [1 - I_0^{(1)}] = Z_0^{(2)} (I_0^- - I_0^+); \\ I_m^{(1)} = I_m^- + I_m^+; \\ -I_m^{(1)} Z_m^{(1)} = Z_m^{(2)} (I_m^- - I_m^+). \end{cases} \quad (9)$$

Исключив из (9) коэффициенты  $I_m^{(1)}$ , получим:

$$\begin{cases} I_0^+ = \frac{I_0^- [Y_0^{(2)} + Y_0^{(1)}] - 2Y_0^{(2)}}{Y_0^{(1)} - Y_0^{(2)}}; \\ I_m^+ = I_m^- \frac{Y_m^{(1)} + Y_m^{(2)}}{Y_m^{(1)} - Y_m^{(2)}}, \end{cases} \quad (10)$$

где  $Y_m^{(2)} = 1/Z_m^{(2)}$ .

Подставив (10) в (8) и используя ортогональность гармоник Флоке, получим:

$$I_m^- = \frac{Y_m^{(2)} [Y_m^{(2)} - Y_m^{(1)}]}{2 [Y_m^{(2)} \cos \Gamma_m^{(2)} t + i Y_m^{(1)} \sin \Gamma_m^{(2)} t]} \times \\ \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m^*(x') dx'; \quad (11)$$

$$I_0^- = \frac{Y_0^{(2)} \exp[i\Gamma_0^{(2)} t]}{Y_0^{(2)} \cos \Gamma_0^{(2)} t + i Y_0^{(1)} \sin \Gamma_0^{(2)} t} + \\ + \frac{Y_0^{(2)} [Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)}]}{2 [Y_0^{(2)} \cos \Gamma_0^{(2)} t + i Y_0^{(1)} \sin \Gamma_0^{(2)} t]} \times \\ \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_0^*(x') dx'. \quad (12)$$

Подставив (10) в (7), получим:

$$H_{z2}(x, -t) = \frac{2Y_0^{(2)} \exp[i\Gamma_0^{(2)} t]}{Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)}} + \\ + \sum_{m=-\infty}^{\infty} 2I_m^- \frac{Y_m^{(1)} \cos \Gamma_m^{(2)} t + i Y_m^{(2)} \sin \Gamma_m^{(2)} t}{Y_m^{(1)} - Y_m^{(2)}} \times \\ \times \psi_m(x). \quad (13)$$

Подставив (11) и (12) в (13), получим выражение для магнитного поля на границе областей  $V_2$  и  $V_3$  со стороны области  $V_2$  ( $y = -t$ ):

$$H_{z2}(x, -t) = \\ = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m(x) \psi_m^*(x') dx' +$$

$$+ \frac{2\psi_0(x)}{\cos[\Gamma_0^{(2)}t] + i[Y_0^{(1)}/Y_0^{(2)}] \sin[\Gamma_0^{(2)}t]}, \quad (14)$$

где

$$\tilde{Y}_m = Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + iY_m^{(2)} \operatorname{tg}[\Gamma_m^{(2)}t]}{Y_m^{(2)} + iY_m^{(1)} \operatorname{tg}[\Gamma_m^{(2)}t]} \quad (15)$$

– эквивалентная проводимость – входная проводимость отрезка длиной линии длиной  $t$  с волновой проводимостью  $Y_m^{(2)}$  и постоянной распространения  $\Gamma_m^{(2)}$ , нагруженного на проводимость  $Y_m^{(1)}$ .

**Поля в области  $V_3$ .** Выражения для полей в области  $V_3$  запишем также в виде разложения по гармоникам Флоке:

$$H_{z3}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_m^- \exp[i\Gamma_m^{(3)}y] + J_m^+ \exp[-i\Gamma_m^{(3)}y] \right\} \psi_m(x); \quad (16)$$

$$E_{x3}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(3)} \left\{ J_m^- \exp[i\Gamma_m^{(3)}y] - J_m^+ \exp[-i\Gamma_m^{(3)}y] \right\} \psi_m(x), \quad (17)$$

где  $J_m^-$ ,  $J_m^+$  – коэффициенты разложения тока, определяющие отражение от границ  $y = -t$  и  $y = -(t+b)$  соответственно;

$$\Gamma_m^{(3)} = \begin{cases} \sqrt{k_3^2 - (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2}, & k_3^2 \geq (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2; \\ -i\sqrt{(2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2 - k_3^2}, & k_3^2 < (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2 \end{cases}$$

– постоянная распространения в области  $V_3$ ;

$$Z_m^{(3)} = \Gamma_m^{(3)} / \omega \epsilon_{a3}, \text{ причем } k_3 = \omega \sqrt{\epsilon_{a3} \mu_{a3}}.$$

С учетом граничного условия на нижней стенке плоскопараллельного волновода при  $y = -(t+b)$ :

$$E_x|_{y=-(t+b)} = 0 \text{ из (17) следует:}$$

$$J_m^+ = J_m^- \exp[-2i\Gamma_m^{(3)}(t+b)]. \quad (18)$$

Подставив (18) в (16) и (17) при  $y = -t$  получим:

$$H_{z3}(x, -t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^- \exp[-i\Gamma_m^{(3)}t] \times \left\{ 1 + \exp[-2i\Gamma_m^{(3)}b] \right\} \psi_m(x); \quad (19)$$

$$E_{x3}(x, -t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^- Z_m^{(3)} \exp[-i\Gamma_m^{(3)}t] \times \left\{ 1 - \exp[-2i\Gamma_m^{(3)}b] \right\} \psi_m(x).$$

С учетом ортогональности гармоник Флоке из (19) получим выражение для коэффициента  $J_m^-$ :

$$J_m^- = \frac{Y_m^{(3)} \exp[i\Gamma_m^{(3)}t]}{1 - \exp[-2i\Gamma_m^{(3)}b]} \int_{-T/2}^{T/2} E_{x3}(x', -t) \psi_m^*(x') dx', \quad (20)$$

$$\text{где } Y_m^{(3)} = 1/Z_m^{(3)}.$$

Подстановка (20) в (19) дает соотношение для поля в области  $V_3$  при  $y = -t$ :

$$H_{z3}(x, -t) = -i \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)}b] \times \psi_m^*(x') \psi_m(x) \right\} E_x(x', -t) dx'. \quad (21)$$

**Интегральное уравнение.** Сформируем интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля  $E_x(x, -t)$ . Для этого с учетом условия непрерывности касательных составляющих полей в раскрыве отверстий в плоскости  $y = -t$  приравняем правые части (14) и (21):

$$\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) [Q_1(x, x') + Q_2(x, x')] dx' = P(x), \quad (22)$$

где

$$Q_1(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \psi_m(x) \psi_m^*(x'); \\ Q_2(x, x') = -i \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)}b] \psi_m(x) \psi_m^*(x');$$

$$P(x) = \frac{2\psi_0(x)}{\cos[\Gamma_0^{(2)}t] + i[Y_0^{(1)}/Y_0^{(2)}] \sin[\Gamma_0^{(2)}t]}.$$

Таким образом, получено интегральное уравнение для решетки импедансных нагрузок с диэлектрическим покрытием. Уравнение (22) аналогично интегральному уравнению для аналогичной решетки без диэлектрического покрытия [26]. Их отличия, обусловленные наличием диэлектри-

ческого слоя, заключены в выражениях, относящихся к областям пространства  $V_1$  и  $V_2$ .

Во-первых, в (15) использована эквивалентная проводимость  $\tilde{Y}_m$ , учитывающая свойства диэлектрического покрытия. Кроме того, отличается от [26] и правая часть, по-прежнему пропорциональная тангенциальному электрическому полю падающей волны. При  $t = 0$ , что соответствует отсутствию диэлектрического слоя, уравнение (22) полностью совпадает с интегральным уравнением [26], полученным для такой же решетки без диэлектрического слоя.

**Эквивалентный поверхностный импеданс** (ЭПИ) определяется в результате усреднения в пределах периода решетки  $T$  [27]:

$$Z_0 = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') H_z^*(x') dx'}{\int_{-T/2}^{T/2} |H_z(x')|^2 dx'} \quad (23)$$

Для расчета ЭПИ по (23) необходимо знать распределение касательных составляющих поля  $E_x(x)$  и  $H_z(x)$  в сечении  $y = 0$ . Однако решение интегрального уравнения (22) задает значения поля в сечении  $y = -t$ . Запись интегрального уравнения относительно касательной составляющей электрического поля  $E_x(x, 0)$  порождает систему из двух интегральных уравнений, решение которой численным методом требует обращения матрицы как минимум вдвое большей размерности.

Поэтому решение поставленной задачи предлагается выполнить по следующему алгоритму. Сначала решается интегральное уравнение (22), далее по (11) и (12) определяются коэффициенты  $I_m^-$ , после чего из (10) находятся коэффициенты  $I_m^+$ , что позволяет по (6) пересчитать распределение поля  $E_x(x)$  из сечения  $y = -t$  в сечение  $y = 0$ :

$$E_x(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_m^{(2)} \Psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos[\Gamma_m^{(2)} t] + i Y_m^{(1)} \sin[\Gamma_m^{(2)} t]} \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \Psi_m^*(x') dx' \right\} + \frac{2\Psi_0(x)}{Y_0^{(1)} - i Y_0^{(2)} \operatorname{ctg}[\Gamma_0^{(2)} t]}$$

Магнитное поле  $H_z(x)$  в сечении  $y = 0$  определим аналогично, подставив коэффициенты (10)–(12) в (5):

$$H_z(x, 0) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_m^{(1)} Y_m^{(2)} \Psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos[\Gamma_m^{(2)} t] + i Y_m^{(1)} \sin[\Gamma_m^{(2)} t]} \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \Psi_m^*(x') dx' \right\} + \frac{2\Psi_0(x_i)}{1 + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \operatorname{tg}[\Gamma_0^{(2)} t]}$$

**Алгоритмизация задачи.** Для численной реализации полученного интегрального уравнения (21) использовался метод Крылова–Боголюбова, в результате чего указанное интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & C_{N1} \\ C_{21} & C_{22} & \cdots & C_{N2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N1} & C_{N2} & \cdots & C_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \vdots \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_N \end{pmatrix}, \quad (24)$$

где  $C_{ij} = C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(2)}$ ,  $i, j = \overline{1, N}$ ;  $N$  – количество интервалов разбиения;

$$P_i = \frac{2\Psi_0(x_i)}{\cos[\Gamma_0^{(2)} t] + i \left[ \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \right] \sin[\Gamma_0^{(2)} t]},$$

причем

$$C_{ij}^{(1)} = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \Psi_m(x_i) \Psi_m^*(x') dx'; \quad (25)$$

$$C_{ij}^{(2)} = -i \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)} b] \times \Psi_m(x_i) \Psi_m^*(x') dx'; \quad (26)$$

$x_j = -T/2 + \Delta x(2j - 1)$  – координаты точек коллокации;  $\Delta x = (x_{j+1} - x_j)/2$  – половина интервала разбиения.

Расчетные соотношения для элементов матрицы (24)  $C_{ij}^{(1)}$  и  $C_{ij}^{(2)}$  получаются аналитическим интегрированием (25) и (26) по интервалу разбиения  $2\Delta x$ :

$$C_{ij}^{(1)} = \frac{2\Delta x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \frac{\sin R\Delta x}{R\Delta x} \exp[-iR(x_i - x_j)]; \quad (27)$$

$$C_{ij}^{(2)} = -i \frac{2\Delta x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)} b] \right\} \times$$

ческого слоя, заключены в выражениях, относящихся к областям пространства  $V_1$  и  $V_2$ .

Во-первых, в (15) использована эквивалентная проводимость  $\tilde{Y}_m$ , учитывающая свойства диэлектрического покрытия. Кроме того, отличается от [26] и правая часть, по-прежнему пропорциональная тангенциальному электрическому полю падающей волны. При  $t = 0$ , что соответствует отсутствию диэлектрического слоя, уравнение (22) полностью совпадает с интегральным уравнением [26], полученным для такой же решетки без диэлектрического слоя.

**Эквивалентный поверхностный импеданс** (ЭПИ) определяется в результате усреднения в пределах периода решетки  $T$  [27]:

$$Z_0 = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') H_z^*(x') dx'}{\int_{-T/2}^{T/2} |H_z(x')|^2 dx'} \quad (23)$$

Для расчета ЭПИ по (23) необходимо знать распределение касательных составляющих поля  $E_x(x)$  и  $H_z(x)$  в сечении  $y = 0$ . Однако решение интегрального уравнения (22) задает значения поля в сечении  $y = -t$ . Запись интегрального уравнения относительно касательной составляющей электрического поля  $E_x(x, 0)$  порождает систему из двух интегральных уравнений, решение которой численным методом требует обращения матрицы как минимум вдвое большей размерности.

Поэтому решение поставленной задачи предлагается выполнить по следующему алгоритму. Сначала решается интегральное уравнение (22), далее по (11) и (12) определяются коэффициенты  $I_m^-$ , после чего из (10) находятся коэффициенты  $I_m^+$ , что позволяет по (6) пересчитать распределение поля  $E_x(x)$  из сечения  $y = -t$  в сечение  $y = 0$ :

$$E_x(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_m^{(2)} \Psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos[\Gamma_m^{(2)} t] + i Y_m^{(1)} \sin[\Gamma_m^{(2)} t]} \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \Psi_m^*(x') dx' \right\} + \frac{2\Psi_0(x)}{Y_0^{(1)} - i Y_0^{(2)} \operatorname{ctg}[\Gamma_0^{(2)} t]}$$

Магнитное поле  $H_z(x)$  в сечении  $y = 0$  определим аналогично, подставив коэффициенты (10)–(12) в (5):

$$H_z(x, 0) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{Y_m^{(1)} Y_m^{(2)} \Psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos[\Gamma_m^{(2)} t] + i Y_m^{(1)} \sin[\Gamma_m^{(2)} t]} \times \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \Psi_m^*(x') dx' \right\} + \frac{2\Psi_0(x_i)}{1 + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \operatorname{tg}[\Gamma_0^{(2)} t]}$$

**Алгоритмизация задачи.** Для численной реализации полученного интегрального уравнения (21) использовался метод Крылова–Боголюбова, в результате чего указанное интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{N1} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{N2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N1} & C_{N2} & \dots & C_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \vdots \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_N \end{pmatrix} \quad (24)$$

где  $C_{ij} = C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(2)}$ ,  $i, j = \overline{1, N}$ ;  $N$  – количество интервалов разбиения;

$$P_i = \frac{2\Psi_0(x_i)}{\cos[\Gamma_0^{(2)} t] + i \left[ \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \right] \sin[\Gamma_0^{(2)} t]},$$

причем

$$C_{ij}^{(1)} = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \Psi_m(x_i) \Psi_m^*(x') dx'; \quad (25)$$

$$C_{ij}^{(2)} = -i \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)} b] \times \Psi_m(x_i) \Psi_m^*(x') dx'; \quad (26)$$

$x_j = -T/2 + \Delta x(2j - 1)$  – координаты точек коллокации;  $\Delta x = (x_{j+1} - x_j)/2$  – половина интервала разбиения.

Расчетные соотношения для элементов матрицы (24)  $C_{ij}^{(1)}$  и  $C_{ij}^{(2)}$  получаются аналитическим интегрированием (25) и (26) по интервалу разбиения  $2\Delta x$ :

$$C_{ij}^{(1)} = \frac{2\Delta x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_m \frac{\sin R\Delta x}{R\Delta x} \exp[-iR(x_i - x_j)]; \quad (27)$$

$$C_{ij}^{(2)} = -i \frac{2\Delta x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ Y_m^{(3)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(3)} b] \right\} \times$$

$$\times \frac{\sin R\Delta_x}{R\Delta_x} \exp[-iR(x_i - x_j)], \quad (28)$$

где  $R = 2m\pi/T - k_1 \sin \theta$ .

При суммировании рядов, входящих в (27) и (28), используются методы улучшения сходимости и математические преобразования, изложенные в [26], позволяющие в аналитическом виде выделить логарифмические особенности при вычислении элементов матрицы  $C_{ij}^{(1)}$  и  $C_{ij}^{(2)}$ .

**Численные результаты.** Вначале было проведено тестирование алгоритма и программы, разработанной в соответствии с изложенным алгоритмом. Для тестирования рассмотрен частный случай  $2c + d = T$ ,  $d = 0$  (полное отсутствие металлизации на границе раздела в плоскости  $y = -t$ ), что соответствует идеально проводящему экрану со слоем диэлектрика толщиной  $b + t$ :

$$\tilde{\epsilon}_{a1} = \tilde{\epsilon}_{a2} = \tilde{\epsilon}_{a3} = \epsilon_0, \quad \tilde{\mu}_{a1} = \tilde{\mu}_{a2} = \tilde{\mu}_{a3} = \mu_0,$$

где  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные соответственно. Расчеты показали, что в этом случае ЭПИ с высокой степенью точности совпадает со значением, вычисляемым по известной формуле  $Z_3 = i \operatorname{tg}[k(b + t)]$ , где  $k = k_1 = k_2 = k_3$ , что подтверждает правильность работы программы и достоверность полученных результатов.

После этого по изложенному алгоритму рассчитаны зависимости комплексного ЭПИ от размера щели  $c$  и угла падения электромагнитной волны  $\theta$ . Зависимости получены для активной и реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства  $W_0 = 120\pi$  Ом. Все расчеты выполнялись для параметров сред

$$\tilde{\mu}_{a1} = \tilde{\mu}_{a2} = \tilde{\mu}_{a3} = \mu_0, \quad \tilde{\epsilon}_{a1} = \tilde{\epsilon}_{a3} = \epsilon_0.$$

На рис. 2 представлены зависимости реактивной составляющей ЭПИ от ширины щели  $c$  при фикс-

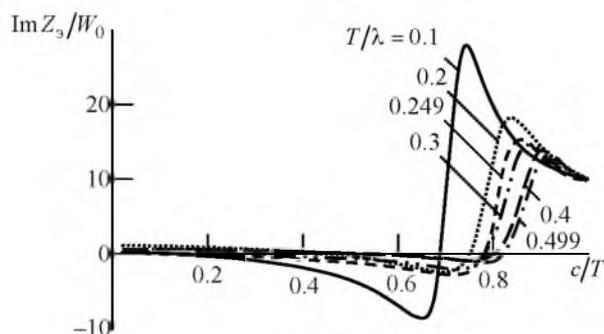


Рис. 2

сированных значениях  $b = 0.2\lambda$ ,  $t = 0.02\lambda/\sqrt{\epsilon_2}$ ,  $\epsilon_2 = 2.8$ ,  $\theta = 0$ , отсутствии полоскового проводника ( $d = 0$ ) для нескольких значений периода  $T$ . Ширина щели  $c$  изменялась в пределах от 0.1 до 1.0T.

Зависимости при всех значениях периода  $T$  имеют ярко выраженный максимум, положение которого определяется шириной щели  $c$  и смещается в пределах  $0.7T \leq c \leq 0.9T$ , причем импеданс является чисто реактивным ( $Z_3 = iX_3$ ,  $R_3 = 0$ ).

По сравнению с аналогичной решеткой без диэлектрического слоя [26] наличие этого слоя позволяет реализовать не только положительные, но и отрицательные значения нормированной реактивной составляющей ЭПИ в пределах от -10 до +26.

На рис. 3 представлены зависимости реактивной составляющей ЭПИ от угла падения электромагнитной волны  $\theta$  при  $b = 0.1\lambda$ ,  $t = 0.02\lambda/\sqrt{\epsilon_2}$ ,  $\epsilon_2 = 7.2$ ,  $2c + d = T/2$  и  $d = 0$  для периодов структуры  $T$ , совпадающих с использованными на рис. 2.

Из графиков следует, что, как и в случае аналогичной решетки без диэлектрического слоя [26], зависимость импеданса от угла падения электромагнитной волны является существенной, причем при наличии диэлектрического слоя даже незначительной толщины эта зависимость усиливается.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- как и в случае аналогичной решетки такой же конструкции без диэлектрического слоя, характеристики которой были исследованы в [26], ЭПИ имеет чисто реактивный характер, причем наличие диэлектрического слоя позволяет реализовать как положительные, так и отрицательные значения реактивной составляющей ЭПИ;

- в рассматриваемой конструкции щелевой импедансной нагрузки так же, как и в случае одиночного исполнения или в составе бесконеч-

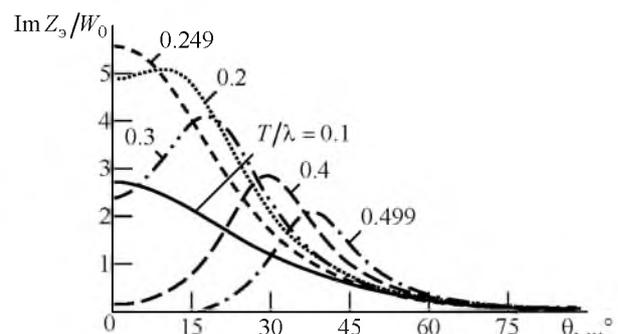


Рис. 3

ной решетки без диэлектрического слоя, имеется технологическая возможность эффективной регу-

лировки величины ЭПИ за счет изменения геометрических размеров конструкции.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарьев Л. И., Леманский А. А. Рассеяние волн "черными" телами. М.: Сов. Радио, 1972. 288 с.
2. Schindler J. K., Mack R. B., Blacksmith P. The Control of Electromagnetic Scattering by Impedance Loading // Proc. IEEE. 1965. Vol. 53, № 8. P. 993–1004.
3. Chen K. M., Liepa V. V. The Minimization of the Back Scattering of a Cylinder by Central Loading // IEEE Trans. on ant. and propag. 1964. Vol. AP-12, № 5. P. 576–582.
4. Short J. R., Chen K. M. Backscattering from an Impedance Loaded Slotted Cylinder // IEEE Trans. on ant. and propag. 1969. Vol. AP-17, № 3. P. 315–323.
5. Терешин О. Н., Седов В. М., Чаплин А. Ф. Синтез антенн на замедляющих структурах. М.: Связь, 1980. 134 с.
6. Кюркчан А. Г. Связь между антеннами в присутствии ребристых структур // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 7. С. 1362–1373.
7. Кюркчан А. Г., Зимнов М. Х. Связь между антеннами на цилиндре в присутствии ребристых структур // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 12. С. 2308–2315.
8. Бененсон Л. С., Кюркчан А. Г., Суков А. И. Развязка антенн при помощи периодических структур // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 1. С. 77–89.
9. Чаплин А. Ф., Кондратьев А. С. Синтез кругового импедансного цилиндра по полю в дальней зоне // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 3. С. 505–511.
10. Петров Б. М., Юханов Ю. В. Обратная задача рассеяния для импедансного цилиндра произвольного поперечного сечения // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23, № 9. С. 79–81.
11. Петров Б. М., Юханов Ю. В. Синтез двумерного реактивного рефлектора // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23, № 9. С. 59–63.
12. Юханов Ю. В. Анализ и синтез импедансной плоскости // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 4. С. 404–409.
13. Balanis C. A. Modern Antenna Handbook. New York: John Wiley & Sons, 2008. 1704 p.
14. Кошкидько В. Г., Сердюк Э. С. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе полости с поперечным сечением в виде равностороннего треугольника // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 12. С. 1176–1183.
15. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе открытого конца плоскопараллельного волновода // Антенны. 2016. № 3. С. 33–40.
16. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2015. Вып. 5. С. 20–25.
17. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В., Сердюк Э. С. Численное исследование характеристик щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в бесконечном идеально проводящем экране // Изв. ЮФУ. Техн. науки. 2014. № 11. С. 58–67.
18. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе отверстия в экране. Случай Е-поляризации // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 1. С. 57–63.
19. Кошкидько В. Г., Ганжела Н. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 8. С. 947–954.
20. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе полуцилиндрической полости // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 1. С. 25–28.
21. Кошкидько В. Г., Петров Б. М., Юханов Ю. В. Эквивалентный поверхностный импеданс пассивных импедансных нагрузок, выполненных на основе отверстия в экране, нагруженного двумерной полостью // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 6. С. 652–661.
22. Кошкидько В. Г. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок в составе бесконечных решеток // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 7. С. 773–783.
23. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе полуцилиндрической полости, в составе бесконечной решетки // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 10. С. 1003–1010.
24. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В., Сердюк Э. С. Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе щели в бесконечном идеально проводящем экране // Изв. ЮФУ. Техн. науки. 2015. № 11. С. 72–85.
25. Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей / В. Г. Кошкидько, Н. В. Ганжела, О. В. Алпатова, Э. С. Сердюк // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 4. С. 313–320.
26. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, построенной на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода, в составе бесконечной решетки // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2016. Вып. 4. С. 63–69.
27. Цалиев Т. А., Черенков В. С. Возбуждение одиночной канавки и эквивалентный поверхностный импеданс ребристых структур // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 9. С. 1689–1694.

Статья поступила в редакцию 19 января 2017 г.

**Для цитирования:** Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, построенных на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода с диэлектрическим покрытием // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2017. № 3. С. 66–74.

**Кошкидько Владимир Георгиевич** – кандидат технических наук (1988), доцент кафедры антенн и радиопередающих устройств (1993) Института радиотехнических систем и управления Южного федерального университета в г. Таганроге. Автор более 90 научных работ. Сфера научных интересов – исследования в области электромагнетизма и прикладной электродинамики (рассеяние электромагнитных волн импедансными структурами; импедансные, щелевые и микрополосковые электродинамические структуры; микрополосковые антенны; антенны с реактивными нагрузками).

E-mail: kvg59@mail.ru

**Алпатова Ольга Витальевна** – кандидат технических наук (2001), доцент кафедры электротехники и мехатроники (2005) Института радиотехнических систем и управления Южного федерального университета в г. Таганроге. Автор более 30 научных работ. Сфера научных интересов – электродинамика импедансных структур, проблемы электромагнитной совместимости, методы неразрушающего контроля и обнаружения неисправностей с помощью СВЧ.

E-mail: alpatova-ov@yandex.ru

V. G. Koshkidko, O. V. Alpatova  
Southern Federal University (Taganrog)

### Equivalent Surface Impedance of Slot Impedance Load Based on Aperture in Parallel-Plate Dielectric-Coated Waveguide Wall as Part of Infinite Array

**Abstract.** The problem of infinite array of slot impedance loads with dielectric coating excitation by plane wave is considered with the purpose of determining the equivalent surface impedance. Each array element consists of three areas  $V_1$ ,  $V_2$  and  $V_3$ . The  $V_1$  area is the half space above the delimiter boundary. In this area the primary field is excited by the plane wave. The  $V_2$  area does not contain any excitation sources and consists of dielectric layer of  $t$  thickness located between the planes  $y=0$  and  $y=-t$ . The  $V_3$  area does not contain any excitation sources either and is bounded by parallel-plate waveguide walls with the distance  $b$  between them. The  $V_2$  area is connected with the  $V_1$  area by one or several slots in the top wall of the parallel-plate waveguide placed on the boundary of volumes  $V_2$  and  $V_3$ . A plane conductor is placed in the aperture of each slot. Excitation source characteristics and construction parameters do not depend on  $z$  coordinate (2D-problem). The problem is solved by the integral equation method and is calculated by the Krylov-Bogolyubov method so that the integral equation is reduced to the system of linear algebraic equations. To overcome mathematical difficulties dealing with logarithmic singularity in the kernel of the integral equation Kummer transformation is used. This allows not only improving the series convergence but also getting the logarithmic singularity in explicit form and integrating it analytically. Numerical results are given as equivalent surface impedance dependencies on the construction geometrical dimensions for fixed values of the averaging interval, the plane wave incidence angle and the thickness of the dielectric layer. It is shown that equivalent surface impedance can be varied by changing the slot width and the plane conductor width. A comparative analysis of the obtained dependencies possessing impedance load characteristics with no dielectric coating is carried out.

**Key words:** Slot Impedance Load, Infinite Array, Dielectric Coating, Equivalent Surface Impedance, Numerical Solution

### REFERENCES

1. Zakharyev L. I., Lemansky A. A. Rasseyanie voln "chernymi" telami [Wave Scattering by "Black" Bodies]. Moscow, *Sovetskoe radio*, 1972, 288 p. (In Russian)
2. Schindler J. K., Mack R. B., Blacksmith P. The Control of Electromagnetic Scattering by Impedance Loading. Proc. IEEE. 1965, vol. 53, no. 8, pp. 993–1004.
3. Chen K. M., Liepa V. V. The Minimization of the Back Scattering of a Cylinder by Central Loading. IEEE Trans. on ant. and propag. 1964, vol. AP-12, no. 5, pp. 576–582.
4. Short J. R., Chen K. M. Backscattering from an Impedance Loaded Slotted Cylinder. IEEE Trans. on ant. and propag. 1969, vol. AP-17, no. 3, pp. 315–323.
5. Tereshin O. N., Sedov V. M., Chaplin A. F. *Sintez antenn na zamedlyayushchikh strukturakh* [Antenna Synthesis on Slowing structures]. Moscow, *Svyaz'*, 1980, 134 p. (In Russian)
6. Kyurkchan A. G. Flexrib Antenna Coupling. *Radiotekhnika i elektronika*. 1977, vol. 22, no. 7, pp. 1362–1373. (In Russian)
7. Kyurkchan A. G., Zimnov M. Kh. Flexrib Antenna Coupling on Cylinder. *Radiotekhnika i elektronika*. 1985, vol. 30, no. 12, pp. 2308–2315. (In Russian)
8. Benenson L. S., Kyurkchan A. G., Sukov A. I. Antenna Decoupling by Means of Periodic Structures. *Radiotekhnika i elektronika*. 1992, vol. 37, no. 1, pp. 77–89. (In Russian)

9. Chaplin A. F., Kondratyev A. S. Synthesis of Circular Impedance Cylinder over Far Zone Field. *Radiotekhnika i elektronika*. 1977, vol. 22, no. 3, pp. 505–511. (In Russian)
10. Petrov B. M., Yukhanov Yu. V. The Inverse Scattering Problem for Impedance Cylinder of Arbitrary Transverse Cross-Section. *Izv. vuzov. Radioelektronika*. 1980, vol. 23, no. 9, pp. 79–81.
11. Petrov B. M., Yukhanov Yu. V. Synthesis of Two-Dimensional Reactive Reflector. *Izv. vuzov. Radioelektronika*. 1980, vol. 23, no. 9, pp. 59–63. (In Russian)
12. Yukhanov Yu. V. Impedance Plane Analysis and Synthesis. *Radiotekhnika i elektronika*. 2000, vol. 45, no. 4, pp. 404–409. (In Russian)
13. Balanis C. A. Modern Antenna Handbook. New York, John Wiley & Sons, 2008, 1704 p.
14. Koshkidko V. G., Serdyuk E. S. Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Equilateral Triangle Cross-section Cavity. *Radiotekhnika i elektronika*. 2016, vol. 61, no. 12, pp. 1176–1183. (In Russian)
15. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. The Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Plane-Parallel Waveguide Open End. *Antenny*. 2016, no. 3, pp. 33–40. (In Russian)
16. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Plane-Parallel Waveguide Wall Hole. *Izvestiya Vuzov Rossii. Radioelektronika*. 2015, no. 5, pp. 20–25. (In Russian)
17. Koshkidko V. G., Alpatova O. V., Serdyuk E. S. Numerical Investigation of Slit Impedance Load Characteristics Based on Infinite Perfectly Conducting Screen Hole. *Izv. YuFU. Tekhn. Nauki*. 2014, no. 11, pp. 58–67. (In Russian)
18. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Screen Hole. The Case of E-polarization. *Radiotekhnika i elektronika*. 2003, vol. 48, no. 1, pp. 57–63. (In Russian)
19. Koshkidko V. G., Ganzhela N. V. Equivalent Surface Impedance of Gap Impedance Loads Based on Bound Rectangular Regions. *Radiotekhnika i elektronika*. 1999, vol. 44, no. 8, pp. 947–954. (In Russian)
20. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Semi-cylindrical Cavity. *Radiotekhnika i elektronika*. 1999, vol. 44, no. 1, pp. 25–28. (In Russian)
21. Koshkidko V. G., Petrov B. M., Yukhanov Yu. V. Equivalent Surface Impedance of Passive Impedance Loads Based on Two-dimensional Cavity Screen Hole. *Radiotekhnika i elektronika*. 1997, vol. 42, no. 6, pp. 652–661. (In Russian)
22. Koshkidko V. G. Equivalent Surface Impedance of Gap Impedance Loads within Infinite Lattices. *Radiotekhnika i elektronika*. 2000, vol. 45, no. 7, pp. 773–783. (In Russian)
23. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Semi-cylindrical Cavity within Infinite Lattice. *Radiotekhnika i elektronika*. 2014, vol. 59, no. 10, pp. 1003–1010. (In Russian)
24. Koshkidko V. G., Alpatova O. V., Serdyuk E. S. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Infinite Grid Based on Infinite Perfectly Conducting Screen Gap. *Izvestiya YuFU. Tekhn. nauki*. 2015, no. 11, pp. 72–85. (In Russian)
25. Koshkidko V. G., Ganzhela N. V., Alpatova O. V., Serdyuk E. S. Equivalent Surface Impedance of Gap Impedance Load Infinite Lattice Based on Bounded Rectangular Regions. *Radiotekhnika i elektronika*. 2016, vol. 61, no. 4, pp. 313–320. (In Russian)
26. Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slit Impedance Load Based on Plane-Parallel Waveguide Wall Hole within Infinite Lattice. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Rossii. Radioelektronika*. 2016, no. 4, pp. 63–69. (In Russian)
27. Tsaliev T. A., Cherenkov V. S. Excitation of Single Groove and Equivalent Surface Impedance of Rebound Structures. *Radiotekhnika i elektronika*. 1985, vol. 30, no. 9, pp. 1689–1694. (In Russian)

Received January, 19, 2017

**For citation:** Koshkidko V. G., Alpatova O. V. Equivalent Surface Impedance of Slot Impedance Load Based on Aperture in Parallel-Plate Waveguide Wall with the Dielectric Coating as Part of Infinite Array. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Rossii. Radioelektronika* [Journal of the Russian Universities. Radioelectronics]. 2017, no. 3, pp. 66–74. (In Russian)

**Vladimir G. Koshkidko** – Ph.D. in Engineering (1988), Associate Professor (1993) of the Department of Antennas and Radio Transmitting Devices of Radio Engineering Systems and Control Institute of Southern Federal University in Taganrog. The author of more than 90 scientific publications. Area of expertise: electromagnetics and applied electrodynamics; electromagnetic wave scattering by impedance structures; impedance, slot and microstrip electromagnetic structures; microstrip antennas; reactive loaded antennas.  
E-mail: kvg59@mail.ru

**Olga V. Alpatova** – Ph.D. in Engineering (2001), Associate Professor (2005) of the Electrical Engineering and Mechatronics Department of Radio Engineering Systems and Control Institute of Southern Federal University in Taganrog. The author of more than 30 scientific publications. Area of expertise: electrodynamics of impedance structures, electromagnetic compatibility problems, methods of non-invasive monitoring and failure detection using UHF waves.  
E-mail: alpatova-ov@yandex.ru