



УДК 537.8.029.6

В. Г. Кошкидько, О. В. Алпатова  
Южный федеральный университет (Таганрог)

## Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, построенной на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода, в составе бесконечной решетки

*Рассмотрено возбуждение плоской волной бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. Каждый элемент решетки представляет собой отверстие в стенке плоскопараллельного волновода, в раскрытие которого размещен плоский проводник. Использовано разложение полей по гармоникам Флоке. Задача сведена к интегральному уравнению, для численного решения которого применен метод Крылова-Боголюбова. Получены численные результаты в виде зависимостей эквивалентного поверхностного импеданса от размеров отверстия, размеров полоскового проводника в его раскрытии и угла падения плоской волны. Проведен сравнительный анализ полученных зависимостей с характеристиками одиночной импедансной нагрузки.*

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

Для уменьшения уровня рассеянного поля радиолокационных объектов наряду с поглощающими покрытиями применяются импедансные нагрузки [1]–[9]. Однако существенного изменения поля рассеяния с помощью одиночных импедансных нагрузок можно достичь только для объектов с малыми электрическими размерами [10]. При размерах объекта, значительно превышающих длину волны, необходимо применение большого количества импедансных нагрузок или распределенного поверхностного импеданса [11], т. е. в конечном счете приходится иметь дело с решетками импедансных нагрузок.

Теория периодических решеток в настоящее время разработана достаточно полно, что нашло отражение в монографиях как по антенным решеткам [12], так и по решеткам отражательного типа [13], где можно найти и подробный обзор развития проблемы. Теория бесконечных решеток считается уже классической, а вопросы, связанные с исследованием решеток конечных размеров, еще разрабатываются и дискутируются, хотя конечные решетки наиболее близки к практике и поэтому более важны.

Математическая теория и вычислительные затраты для бесконечных решеток не так сложны, как для конечных и, кроме того, при значительных электрических размерах конечной решетки ее успешно можно моделировать с помощью беско-

нечной. Поэтому в настоящей статье для исследования решеток импедансных нагрузок был выбран математический аппарат бесконечных решеток.

Наибольший вклад в общую эффективную площадь рассеяния сложного объекта вносят уголкового образования и большие плоские поверхности, поэтому их следует маскировать в первую очередь. В связи с этим в настоящей статье рассмотрены решетки импедансных нагрузок, расположенные на плоской поверхности. Такие решетки конструктивно наиболее близки к резонансным покрытиям интерференционного типа, которые являются наиболее перспективными с точки зрения массовых и габаритных характеристик.

В [1]–[9] рассмотрены характеристики различных конструкций одиночных щелевых импедансных нагрузок, построенных на базе единой математической модели, представленной в виде двух областей, связанных между собой через отверстие в бесконечном идеально проводящем экране. На основе этой же математической модели в [14] исследованы характеристики одиночной щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода.

В настоящей статье исследована такая же конструкция щелевой импедансной нагрузки, но в составе бесконечной решетки, с целью определения

потенциальных возможностей регулировки эквивалентного поверхностного импеданса изменением геометрических размеров конструкции.

**Постановка задачи.** Неограниченное пространство делится бесконечно тонким идеально проводящим экраном на области  $V_1$  и  $V_2$  (рис. 1). Область  $V_1$  имеет параметры  $\tilde{\epsilon}_{a1}, \tilde{\mu}_{a1}$ , область  $V_2$  – параметры  $\tilde{\epsilon}_{a2}, \tilde{\mu}_{a2}$  ( $\tilde{\epsilon}_{a1}, \tilde{\mu}_{a1}$  и  $\tilde{\epsilon}_{a2}, \tilde{\mu}_{a2}$  – комплексные абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости первой и второй областей соответственно). Область  $V_1$  содержит сторонние источники, возбуждающие монохроматическое электромагнитное поле  $\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0$  в виде плоской волны, падающей под углом  $\theta$  к плоскости экрана. Область  $V_2$  не содержит возбуждающих источников и ограничена стенками плоскопараллельного волновода с расстоянием  $b$  между ними. Одна из стенок совпадает с плоскостью экрана. Области  $V_1$  и  $V_2$  сообщаются между собой через одну или через несколько щелей шириной  $c$  каждая, разделенных плоским проводником, имеющим ширину  $d$ .

Рассмотрим двумерную задачу, положив, что характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции независимы от координаты  $z$ . Имеются составляющие полей  $H_z, E_x$  и  $E_y$  (рассмотрена  $H$ -поляризация). Необходимо определить эквивалентный поверхностный импеданс конструкции.

**Решение задачи.** В области  $V_1$  полное магнитное поле  $H_{z1}(x, y)$  и полное электрическое поле  $E_{x1}(x, y)$  будут иметь вид

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

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

где  $I_m^{(1)}$  – коэффициенты разложения тока в области  $V_1$ ;

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

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

– функции, определяющие изменение поля в поперечном направлении;

$$\Gamma_m^{(1)} = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2}, & k_1^2 \geq (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2; \\ -i\sqrt{(2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2 - k_1^2}, & k_1^2 < (2m\pi/T - k_1 \sin \theta)^2 \end{cases}$$

– постоянная распространения в области  $V_1$  [12];

$$Z_m^{(1)} = \Gamma_m^{(1)} / (\omega \tilde{\epsilon}_{a1}), \text{ причем } T - \text{ период решетки};$$

$$k_1 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a1} \tilde{\mu}_{a1}}.$$

В (1), (2) первые слагаемые представляют падающее поле единичной амплитуды, вторые слагаемые – рассеянное поле в форме разложения по гармоникам Флоке.

В раскрытие отверстия, т. е. при  $y = 0$ , из (1) и (2) имеем:

$$H_{z1}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(1)} \psi_m(x) + \psi_0(x); \quad (3)$$

$$E_{x1}(x, y) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(1)} I_m^{(1)} \psi_m(x) + Z_0^{(1)} \psi_0(x). \quad (4)$$

Используя ортогональность гармоник Флоке, из (3) и (4) получим коэффициенты разложения тока:

$$I_m^{(1)} = 2 - \epsilon_m - Y_m^{(1)} \int_{-T/2}^{T/2} E_{x1}(x', 0) \psi_m^*(x') dx', \quad (5)$$

где

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0; \\ 2, & m \neq 0; \end{cases} \quad Y_m^{(1)} = 1/Z_m^{(1)}.$$

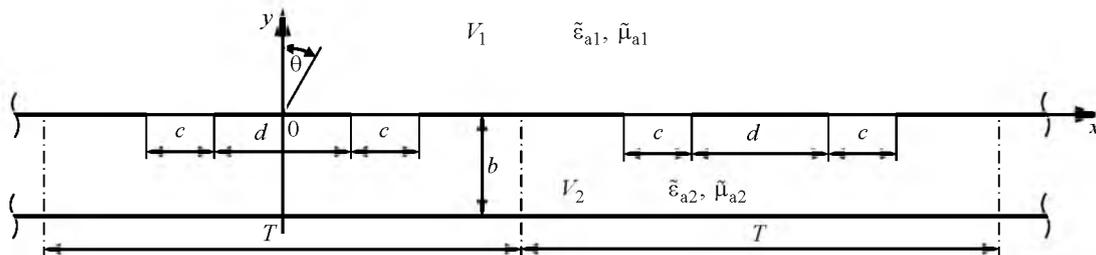


Рис. 1

Подставив (5) в (3), окончательно получим выражение для полного магнитного поля в области  $V_1$ :

$$H_{z1}(x, 0) = - \int_{-T/2}^{T/2} \left[ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right] E_{x1}(x', 0) dx' + 2\psi_0(x). \quad (6)$$

Выражения для поля в области  $V_2$ , как и для области  $V_1$ , на первом этапе без учета экрана в плоскости  $y = -b$  запишем в виде разложения по гармоникам Флоке:

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

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

где  $I_m^{(2)}$  – коэффициенты разложения тока в области  $V_2$ ;

$$\Gamma_m^{(2)} = \begin{cases} \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2}, & k_2^2 \geq \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2; \\ -i\sqrt{\left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2 - k_2^2}, & k_2^2 < \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2 \end{cases}$$

– постоянная распространения в области  $V_2$ ;  
 $Z_m^{(2)} = \Gamma_m^{(2)} / (\omega \tilde{\epsilon}_{a2})$ , причем  $k_2 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a2} \mu_{a2}}$ .

Учтем граничное условие на нижней стенке плоскопараллельного волновода:

$$E_x|_{y=-b} = 0. \quad (7)$$

Тогда поле в области  $V_2$  будет состоять из двух слагаемых:

$$H_{z2}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ I_m^{(2)-} \exp[i\Gamma_m^{(2)} y] + I_m^{(2)+} \exp[-i\Gamma_m^{(2)} y] \right\} \psi_m(x); \quad (8)$$

$$E_{x2}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ I_m^{(2)-} \exp[i\Gamma_m^{(2)} y] - I_m^{(2)+} \exp[-i\Gamma_m^{(2)} y] \right\} Z_m^{(2)} \psi_m(x), \quad (9)$$

учитывающих отражение от раскрыва в плоскости  $y = 0$  (с коэффициентами  $I_m^{(2)-}$ ) и учитывающих отражение от экрана в плоскости  $y = -b$  (с коэффициентами  $I_m^{(2)+}$ ).

Использование граничного условия (7) для электрического поля в плоскости  $y = -b$  дает

$$I_m^{(2)+} = I_m^{(2)-} \exp[-2i\Gamma_m^{(2)} b]. \quad (10)$$

Подставив (10) в (8) и (9), в плоскости  $y = 0$  получим:

$$H_{z2}(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(2)-} \left\{ 1 + \exp[-2i\Gamma_m^{(2)} b] \right\} \psi_m(x);$$

$$E_{x2}(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(2)-} Z_m^{(2)} \left\{ 1 - \exp[-2i\Gamma_m^{(2)} b] \right\} \psi_m(x). \quad (11)$$

Используя условие ортогональности гармоник Флоке, из (11) имеем:

$$I_m^{(2)-} = \frac{Y_m^{(2)}}{1 - \exp[-2i\Gamma_m^{(2)} b]} \times \int_{-T/2}^{T/2} E_{x2}(x', 0) \psi_m^*(x') dx', \quad (12)$$

где  $Y_m^{(2)} = 1/Z_m^{(2)}$ .

С учетом (12) для поля в области  $V_2$  при  $y = 0$  окончательно получим:

$$H_{z2}(x, 0) = -i \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(2)} b] \psi_m^*(x') \psi_m(x) \right\} \times E_x(x', 0) dx'. \quad (13)$$

**Интегральное уравнение.** Удовлетворяя условию непрерывности касательных составляющих полей в раскрыве отверстия при  $y = 0$

$$[E_{x1}(x, 0) = E_{x2}(x, 0) = E_x(x);$$

$$H_{z1}(x, 0) = H_{z2}(x, 0) = H_z(x)],$$

из (6) и (13) получим интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля  $E_x(x)$ :

$$\int_{-T/2}^{T/2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [Y_m^{(1)} - iY_m^{(2)} \operatorname{ctg} \Gamma_m^{(2)} b] \times \psi_m(x) \psi_m^*(x') E_x(x') dx' = 2\psi_0(x). \quad (14)$$

**Эквивалентный поверхностный импеданс.** В результате решения интегрального уравнения (14) определяется касательная составляющая электрического поля в раскрыве щели  $E_x(x)$ , после чего из (13) находится касательная составляющая магнитного поля  $H_z(x)$ .

Касательные составляющие электрического и магнитного полей в раскрыве щели используются для определения интегральной характеристики – эквивалентного поверхностного импеданса (ЭПИ)  $Z_3$  [15]:

$$Z_3 = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') H_z^*(x') dx'}{\int_{-T/2}^{T/2} |H_z(x')|^2 dx'}.$$

**Алгоритмизация задачи.** Для численного решения интегрального уравнения (14) применен метод Крылова–Боголюбова [16]. Исходное интегральное уравнение (14) сведено к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{N1} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{N2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N1} & C_{N2} & \dots & C_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \vdots \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_N \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где  $N$  – количество интервалов разбиения.

Коэффициенты системы уравнений (15) определяются следующим образом:

$$C_{nj} = C_{nj}^{(1)} + C_{nj}^{(2)}; \quad (16)$$

$$P_n = -2\psi_0(x_n).$$

Коэффициенты матриц в (16) определяются так:

$$C_{nj}^{(1)} = \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} Y_m^{(1)} \psi_m(x_n) \psi_m^*(x') dx';$$

$$C_{nj}^{(2)} = -i \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \operatorname{ctg}[\Gamma_m^{(2)} b] \times \psi_m(x_n) \psi_m^*(x') dx', \quad (17)$$

где  $x_j = -T/2 + \Delta_x(2j-1)$  – координаты точек коллокации;  $\Delta_x = x_{j+1} - x_j$  – размер интервала разбиения;  $n, j = 1 \dots N$ .

Коэффициенты матрицы  $C_{nj}^{(1)}$ . Выражения для расчета элементов матрицы  $C_{nj}^{(1)}$  получены в [14] и имеют следующий вид:

$$C_{nj}^{(1)} = [k_1 / (TW_1)] (\Sigma_0 + \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3), \quad (18)$$

где  $W_1 = \sqrt{\mu_{a1}/\epsilon_{a1}}$ ;

$$\Sigma_0 = \frac{\sin(k_1 \Delta_x \sin \theta)}{k_1 \Delta_x \sin \theta} \frac{2 \Delta_x}{k_1 \cos \theta} \times \exp[-nk_1 \sin \theta (x_j - x_n)]; \quad (19)$$

$$\Sigma_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{i}{2m\pi/T} \right) 2 \Delta_x \times \frac{\sin R_1 \Delta_x}{R_1 \Delta_x} \exp[-iR_1(x_n - x_j)]; \quad (20)$$

$$\Sigma_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_2^2}} - \frac{i}{2m\pi/T} \right) 2 \Delta_x \times \frac{\sin R_2 \Delta_x}{R_2 \Delta_x} \exp[-iR_2(x_n - x_j)]; \quad (21)$$

$$\Sigma_3 =$$

$$= \begin{cases} -i \frac{T^2}{\pi^2} \int_{t_1}^{t_2} \exp\left[ ik_1 \sin\left(\frac{T}{\pi} t\right) \right] \ln(2 \sin t) dt, & n \neq j; \\ -i \frac{T^2}{\pi^2} \left[ J\left(\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) - J\left(-\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) \right], & n = j, \end{cases} \quad (22)$$

где

$$R_1 = 2m\pi/T - k_1 \sin \theta;$$

$$R_2 = -2m\pi/T - k_1 \sin \theta;$$

$$t_1 = (\pi/T) (|x_n - x_j| - \Delta_x);$$

$$t_2 = (\pi/T) (|x_n - x_j| + \Delta_x);$$

$$J(t) = -\frac{\exp(at)}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \left[ \frac{a \cos(2kt)}{k(d^2 + k^2)} + \frac{2 \sin(2kt)}{d^2 + k^2} \right]; \quad (23)$$

$$a = ik_1(T/\pi) \sin \theta; \quad d = a/2.$$

Первый множитель (19) при  $\theta = 0$  принимается равным единице. Элемент  $\Sigma_3$  при  $n \neq j$  вычисляется с использованием численного интегрирования по методу Симпсона, поскольку в этом случае подынтегральное выражение не содержит особенностей. При  $n = j$  для вычисления функции  $J(t)$  используется преобразование Эйлера [17] с целью улучшения сходимости входящих в (23) рядов.

Коэффициенты матрицы  $C_{nj}^{(2)}$ . Для получения расчетных соотношений для коэффициентов  $C_{nj}^{(2)}$  представим выражение (17) в следующем виде:

$$C_{nj}^{(2)} = -i \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \operatorname{ctg} \Gamma_m^{(2)} b \Psi_m(x_n) \Psi_m^*(x') dx' = \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \Omega(x_n, x') dx'.$$

Как и в случае вычисления коэффициентов матрицы  $C_{nj}^{(1)}$  [14], улучшим сходимость ряда в (17), не интегрируя его. Для этого представим  $\Omega(x_n, x')$  в виде

$$\Omega(x_n, x') = S_0 + S_1 + S_2, \quad (24)$$

где

$$S_0 = -i Y_0^{(2)} \operatorname{ctg} [\Gamma_0^{(2)} b] \Psi_0(x_n) \Psi_0^*(x') = \frac{-ik_2 \operatorname{ctg} [\Gamma_0^{(2)} b]}{TW_2 \Gamma_0^{(2)}} \exp[-ik_1 \sin \theta (x' - x_n)];$$

$$S_1 = C \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_m^{(2)} b]}{\Gamma_m^{(2)}} \exp\left[-i \frac{2m\pi}{T} (x_n - x')\right]; \quad (25)$$

$$S_2 = C \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_{-m}^{(2)} b]}{\Gamma_{-m}^{(2)}} \exp\left[i \frac{2m\pi}{T} (x_n - x')\right], \quad (26)$$

причем  $W_2 = \sqrt{\mu_{a2}/\varepsilon_{a2}}$ ;

$$C = [-ik_2/(W_2 T)] \exp[ik_1 \sin \theta (x_n - x')].$$

Для улучшения сходимости рядов воспользуемся преобразованием Куммера [17], т. е. прибавим в (24) и вычтем из него асимптотические ряды  $S_1^\infty$  и  $S_2^\infty$ , получающиеся из (25) и (26) соответственно, при  $m \rightarrow \infty$ , в результате чего выражение (24) примет вид

$$\Omega(x_n, x') = [-ik_2/(W_2 T)] \times \exp[ik_1 (x_n - x') \sin \theta] (S_0 + S_1 + S_2 + S_3), \quad (27)$$

где

$$S_0 = \operatorname{ctg} [\Gamma_0^{(2)} b] / \Gamma_0^{(2)};$$

$$S_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_m^{(2)} b]}{\Gamma_m^{(2)}} + \frac{1}{2m\pi/T} \right) \times \exp[-i(2m\pi/T)(x' - x_n)];$$

$$S_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_{-m}^{(2)} b]}{\Gamma_{-m}^{(2)}} + \frac{1}{2m\pi/T} \right) \times \exp[i(2m\pi/T)(x' - x_n)];$$

$$S_3 = (T/\pi) \ln \left\{ 2 \sin \left[ (\pi/T)(x_n - x') \right] \right\}.$$

Проинтегрируем (27) по отрезку разбиения  $2\Delta_x$ , в результате получим окончательное выражение для коэффициента  $C_{nj}^{(2)}$ :

$$C_{nj}^{(2)} = \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \Omega(x_n, x') dx' = -[ik_2/(W_2 T)] (\Sigma_0 + \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3), \quad (28)$$

где

$$\Sigma_0 = \frac{\sin(k_1 \Delta_x \sin \theta)}{k_1 \Delta_x \sin \theta} 2\Delta_x \times \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_0^{(2)} b]}{\Gamma_0^{(2)}} \exp\{-ik_1 \sin \theta (x_j - x_n)\}; \quad (29)$$

$$\Sigma_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_m^{(2)} b]}{\Gamma_m^{(2)}} + \frac{1}{2m\pi/T} \right) 2\Delta_x \times \frac{\sin R_1 \Delta_x}{R_1 \Delta_x} \exp[-iR_1 (x_n - x_j)]; \quad (30)$$

$$\Sigma_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\operatorname{ctg} [\Gamma_{-m}^{(2)} b]}{\Gamma_{-m}^{(2)}} + \frac{1}{2m\pi/T} \right) 2\Delta_x \times \frac{\sin R_2 \Delta_x}{R_2 \Delta_x} \exp[-iR_2 (x_n - x_j)]; \quad (31)$$

$$\Sigma_3 = \begin{cases} \frac{T^2}{\pi^2} \int_{t_1}^{t_2} \exp\left[ ik_1 \sin \left( \theta \frac{T}{\pi} t \right) \right] \ln |2 \sin t| dt, & n \neq j; \\ \frac{T^2}{\pi^2} \left[ J\left( \frac{\pi}{T} \Delta_x \right) - J\left( \frac{-\pi}{T} \Delta_x \right) \right], & n = j, \end{cases} \quad (32)$$

где пределы интегрирования  $t_1$  и  $t_2$  сохраняют прежние значения (см. (22)).

Таким образом, в полученных выражениях (18)–(22) для расчета коэффициентов матрицы  $C_{nj}^{(1)}$  и в выражениях (28)–(32) для вычисления коэффициентов матрицы  $C_{nj}^{(2)}$  логарифмическая особенность выделена в явном виде и аналитически проинтегрирована. Кроме того, выполнено улучшение сходимости рядов, входящих в эти выражения, а численное интегрирование применяется только в тех, где подынтегральные выражения не содержат особенностей.

**Численные результаты.** По изложенному алгоритму рассчитаны зависимости комплексного эквивалентного поверхностного импеданса  $Z_\rho = R_\rho + iX_\rho$

от размера щели  $c$ , от ширины полоскового проводника  $d$  и от угла падения электромагнитной волны  $\theta$ .

Все зависимости приведены для активной и для реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства  $W_0 = 120\pi$  Ом. Расчеты выполнены для параметров сред  $\tilde{\mu}_{a1} = \tilde{\mu}_{a2} = \mu_0$ ,  $\tilde{\epsilon}_{a1} = \tilde{\epsilon}_{a2} = \epsilon_0$ .

На рис. 2 представлены зависимости реактивной составляющей эквивалентного поверхностного импеданса от ширины щели  $c$ , нормированной на период щелей  $T$ , при фиксированном значении  $b = 0.2\lambda$  и отсутствии полоскового проводника ( $d = 0$ ) для нескольких значений отношения  $T/\lambda$ .

Импеданс является чисто реактивным ( $Z_3 = iX_3$ ). Представленные зависимости при всех значениях периода  $T$  имеют ярко выраженный максимум. Положение максимума определяется значением  $c$  и перемещается в пределах  $(0.35...0.8)T$ . С увеличением периода эти максимумы перемещаются в область больших значений ширины щели  $c$ , т. е. в этом случае эффективного управления импедансом структуры можно достичь при ширине щели, близкой к периоду структуры.

При значении ширины щели  $c = T$  (полное отсутствие металлизации на границе раздела в плоскости  $y = 0$ ), что соответствует случаю идеально проводящего экрана со слоем диэлектрика толщиной  $b$ , импеданс с высокой степенью точности совпадает со значением, вычисляемым по известной формуле  $Z_3 = i \operatorname{tg}(k_2 b)$ .

На рис. 3 приведены зависимости реактивной составляющей эквивалентного поверхностного импеданса от ширины полоскового проводника  $d$ , нормированного на период расположения щелей  $T$ , при фиксированном значении  $b = 0.2\lambda$  для нескольких значений периода.

Зависимости при всех значениях периода  $T$  имеют ярко выраженный максимум, положение которого определяется величиной  $d$ . Характер за-

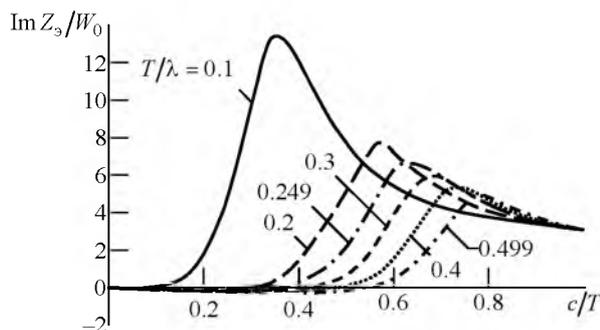


Рис. 2

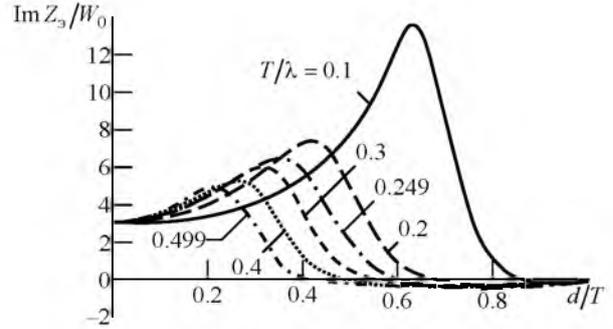


Рис. 3

висимостей обратен зависимостям на рис. 2, поскольку при фиксированном периоде с увеличением ширины полоскового проводника  $d$  ширина щели  $c$  уменьшается, и наоборот.

На рис. 4 представлены зависимости реактивной составляющей эквивалентного поверхностного импеданса от угла падения электромагнитной волны  $\theta$  при фиксированном значении  $b = 0.1\lambda$  и отсутствии полоскового проводника ( $d = 0$ ) для нескольких значений периода. Из графиков следует, что зависимость импеданса от угла падения электромагнитной волны при всех значениях периода усреднения является существенной.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- по сравнению с одиночной импедансной нагрузкой такой же конструкции, характеристики которой исследованы в [14], в рассмотренном случае имеется существенное отличие, заключающееся в том, что в составе бесконечной решетки эквивалентный поверхностный импеданс имеет чисто реактивный характер, в то время как у одиночной импедансной нагрузки импеданс является комплексным;

- рассмотренная конструкция щелевой импедансной нагрузки как в одиночном исполнении, так и в составе бесконечной решетки, позволяет эффективно регулировать величину эквивалентного поверхностного импеданса за счет изменения геометрических размеров конструкции.

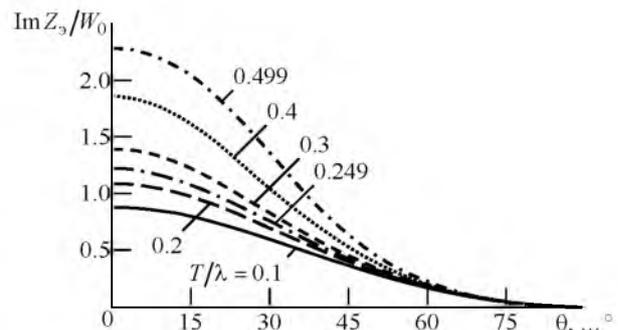


Рис. 4

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Кошкидько В. Г., Петров Б. М., Юханов Ю. В. Эквивалентный поверхностный импеданс некоторых щелевых импедансных нагрузок // Рассеяние электромагнитных волн: межвед. тем. науч. сб. / ТРТИ. Таганрог, 1987. Вып. 6. С. 87–94.
3. 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.
4. 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.
5. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе отверстия в экране. Случай  $E$ -поляризации // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 1. С. 57–63.
6. Петров Б. М., Кошкидько В. Г. Метод анализа электромагнитных полей, рассеянных щелью в цилиндрическом резонаторе с фланцем // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 10. С. 2060–2064.
7. Кошкидько В. Г. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок в составе бесконечных решеток // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 7. С. 773–783.
8. 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.
9. 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.
10. Short J. R., Chen K. M. Backscattering from an Impedance Loaded Slotted Cylinder // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 1969. Vol. AP-17, iss. 3. P. 315–323.
11. Петров Б. М., Шарварко В. Г. Синтез поверхностного импеданса кругового цилиндра по заданной диаграмме рассеяния: сб. науч.-метод. статей по прикладной электродинамике. М.: Высш. шк., 1980. Вып. 3. С. 62–78.
12. Амитей И., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир, 1974. 458 с.
13. Резонансное рассеяние волн: в 2 т. Т. 1. Дифракционные решетки / В. П. Шестопапов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. Киев: Наук. думка, 1986. 232 с.
14. 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.
15. 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.
16. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа. М.: Физматгиз, 1962. 708 с.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1974. 832 с.

V. G. Koshkid'ko, O. V. Alpatova  
Southern Federal University (Taganrog)

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

*The problem of infinite array of slot impedance loads excitation by plane wave is considered in order to determine the equivalent surface impedance. Each array element is an aperture in the wall of parallel-plate waveguide. A plane conductor is placed in the aperture. Fields representation as expansion in Floquet harmonics was used, the solution is reduced to integral equation calculated by the Krylov-Bogolyubov method. Numerical results are obtained as an equivalent surface impedance dependency on the aperture size, strip conductor size in the aperture and on the plane wave incidence angle. A comparative analysis of obtained dependencies with single impedance load characteristics is carried out.*

Slot impedance load, infinite array, equivalent surface impedance, numerical solution

Статья поступила в редакцию 16 марта 2016 г.