

УДК 537.8.029.6

В.Г. Кошкидько, О.В. Алпатова**ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС БЕСКОНЕЧНОЙ РЕШЕТКИ ЩЕЛЕВЫХ ИМПЕДАНСНЫХ НАГРУЗОК, ВЫПОЛНЕННЫХ НА ОСНОВЕ ЩЕЛИ В БЕСКОНЕЧНОМ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ЭКРАНЕ, С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ**

Рассмотрена задача о возбуждении плоской волной бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок со слоем диэлектрика, размещенных с периодом T , с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. Каждый элемент решетки содержит три области – V_1 , V_2 и V_3 . Область V_1 с параметрами занимает все полупространство над границей раздела. Первичное поле возбуждается в этой области плоской волной. Область V_2 с параметрами не содержит возбуждающих источников и представляет собой слой диэлектрика толщиной t , расположенный между плоскостями $y=0$ и $y=-t$. Область V_3 с параметрами также не содержит возбуждающих источников и ее геометрия не отличается от геометрии области V_1 . Область V_2 связана с областью V_3 через одну или нескольких щелей в плоском идеально проводящем экране, расположенном на границе областей V_2 и V_3 . В раскрытие каждой щели расположен полосковый проводник. Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции не зависят от координаты z (двумерная задача). Решение задачи проводилось методом интегральных уравнений. Для этого поле в областях V_1 , V_2 и V_3 представлялось в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке. Интегральное уравнение было получено с использованием граничного условия для электрического поля в плоскости экрана, условия ортогональности гармоник Флоке и условия непрерывности касательных составляющих полей в раскрытие отверстия. Для численной реализации полученного интегрального уравнения использовался метод Крылова-Боголюбова, в результате чего интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений. Для преодоления математических трудностей, связанных с наличием логарифмической особенности в ядре интегрального уравнения, при вычислении элементов матрицы было использовано преобразование Куммера, которое позволило не только улучшить сходимость рядов, но и выделить в явном виде и аналитически проинтегрировать логарифмическую особенность. Приведены численные результаты в виде зависимостей эквивалентного поверхностного импеданса от геометрических размеров конструкции при фиксированных значениях интервала усреднения, угла падения электромагнитной волны и толщины слоя диэлектрика. Показано, что величину эквивалентного поверхностного импеданса можно регулировать путем изменения ширины щели и ширины полоскового проводника.

Щелевая импедансная нагрузка; бесконечная решетка; диэлектрическое покрытие; эквивалентный поверхностный импеданс; численное решение.

V.G. Koshkidko, O.V. Alpatova**EQUIVALENT SURFACE IMPEDANCE OF AN INFINITE ARRAY OF SLOT IMPEDANCE LOADS BASED ON A SLOT IN AN INFINITE PERFECT CONDUCTING SCREEN WITH DIELECTRIC COVERING**

The problem of plane wave excitation of slot impedance loads infinite array placed with a period T with dielectric cover is considered to determine the equivalent surface impedance. Each array element consists of three volumes V_1 , V_2 , and V_3 . V_1 volume with parameters occupies the halfspace above the boundary. The primary field in this volume is excited by the plane wave. V_2 volume with parameters doesn't contain excitation sources. It is a dielectric cover with thickness t situated between planes $y=0$ and $y=-t$. V_3 volume with parameters doesn't contains exci-

tation sources also and has the same geometry as V_1 volume. V_2 volume is connected with V_3 volume by one or several slots in the perfect conducting plane screen on the boundary of V_2 and V_3 volumes. There is stripline conductor in the aperture of each slot. Excitation sources characteristics and construction parameters are independent on Z coordinate (two-dimensional problem). The problem solution was conducted by the integral equations method. For this purpose fields in V_1 , V_2 , and V_3 volumes were represented as an expansion in the spatial Floquet harmonics. Integral equation was obtained using boundary condition for electric field on the screen plane, Floquet harmonics orthogonality condition, and fields' tangential components continuity condition on the slot aperture. Obtained integral equation was calculated by the Krylov-Bogolyubov method, whereby the integral equation was reduced to the system of linear algebraic equations. To overcome the mathematical difficulties with the logarithmic singularity in the integral equation kernel Kummer transformation was used for matrix items calculations. This allows not only to improve series convergence but to identify explicitly the logarithmic singularity and to integrate it analytically. Numerical results are presented as an equivalent surface impedance dependency on structure geometric sizes for several fixed average interval values, the angle of incidence of the electromagnetic wave value, and dielectric layer thickness. It is shown that the equivalent surface impedance value can be varied by changing slot width and stripline conductor width.

Slot impedance load; infinite array; dielectric cover; equivalent surface impedance; numerical solution.

Введение. Для управления рассеянными полями идеально проводящих объектов в антенной технике и радиолокации наряду с применением радиопоглощающих материалов широко используется метод, основанный на подключении к поверхности объекта сосредоточенной или распределенной нагрузки [1–9]. Теоретические вопросы, связанные с решением как прямых, так и обратных задач рассеяния для импедансных объектов, разработаны достаточно полно и глубоко [10–11], однако решение подобных задач обычно ограничивается получением только закона распределения импеданса, обеспечивающего объекту необходимые характеристики рассеяния. В связи с этим задача реализации поверхностного импеданса представляется актуальной и практически важной.

Одним из методов реализации требуемого закона распределения поверхностного импеданса является применение так называемых щелевых импедансных нагрузок (ЩИН) [14]. В работах [12–26] исследованы характеристики различных конструкций щелевых импедансных нагрузок, позволяющих уменьшить уровень рассеянного поля радиолокационных объектов, как в одиночном исполнении [12–21], так и в составе бесконечных решеток [22–26].

В работе [18] решена задача о возбуждении плоской волной одиночной щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в бесконечном идеально проводящем экране, а в работе [24] приведены результаты для такой конструкции в составе бесконечной решетки.

Для защиты от атмосферных и механических воздействий часто подобные структуры помещают под диэлектрическим покрытием, поэтому в данной статье рассмотрено влияние диэлектрического слоя на характеристики этой же конструкция щелевой импедансной нагрузки в составе бесконечной решетки.

Постановка задачи. Имеется бесконечная периодическая решетка щелевых импедансных нагрузок 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 параметрами $\varepsilon_{a1}, \mu_{a1}$ занимает все полупространство над границей раздела, лежащей в плоскости xOz . Первичное поле возбуждается в области V_1 плоской волной, падающей под углом θ , отсчитываемым от нормали к плоскости xOz . Область V_2 с параметрами $\varepsilon_{a2}, \mu_{a2}$ не содержит возбуждающих источни-

ков и представляет собой слой диэлектрика толщиной t , расположенный между плоскостями $y=0$ и $y=-t$. Область V_3 с параметрами $\varepsilon_{a3}, \mu_{a3}$ также не содержит возбуждающих источников и ее геометрия не отличается от геометрии области V_1 ($\varepsilon_{a1,2,3}, \mu_{a1,2,3}$ – абсолютные комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости сред соответствующих областей). Область V_2 связана с областью V_3 через одну или нескольких щелей в плоском идеально проводящем экране, расположенном на границе областей V_2 и V_3 . В раскрыве каждой щели, имеющей ширину C , расположен полосковый проводник шириной d .

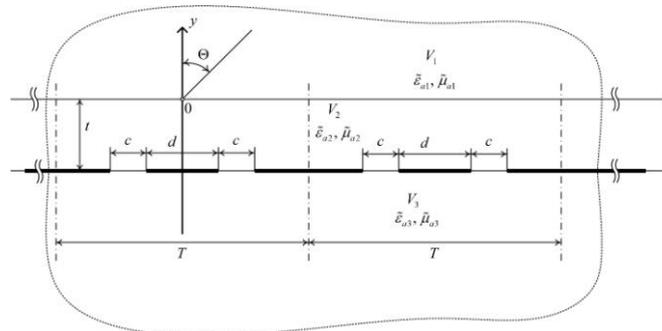


Рис. 1. Постановка задачи

Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции будем считать независимыми от координаты z (двумерная задача), имеются составляющие полей H_z, E_x, E_y , (H – поляризация). Требуется найти усредненный по периоду решетки T эквивалентный поверхностный импеданс.

Определение полей в областях V_1, V_2, V_3 . Поля в области V_1 . Выражения для полей в области V_1 были получены в [22] в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке

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

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

где T – период решетки, $I_m^{(1)}$ коэффициенты разложения тока, $\Gamma_m^{(1)}$ – постоянная распространения, $\psi_m(x)$ – функции, определяющие изменение поля в поперечном направлении:

$$\psi_m(x) = \sqrt{\frac{1}{T}} \exp(-i \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right) x), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\Gamma_m^{(1)} = \sqrt{k_1^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right)^2}, \quad Z_m^{(1)} = \Gamma_m^{(1)} / \omega \varepsilon_{a1}, \quad k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_{a1} \mu_{a1}}.$$

Используя ортогональность гармоник Флоке, из (2) найдем коэффициенты разложения тока $I_m^{(1)}$ и, подставляя 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 $y = 0$

$$H_z(x,0) = - \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right\} E_x(x',0) dx' + 2\psi_0(x), \quad (3)$$

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

$$H_z(x,y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(I_m^- \exp(i\Gamma_m^{(2)} y) + I_m^+ \exp(-i\Gamma_m^{(2)} y) \right) \psi_m(x), \quad (4)$$

$$E_x(x,y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(I_m^- \exp(i\Gamma_m^{(2)} y) - I_m^+ \exp(-i\Gamma_m^{(2)} y) \right) Z_m^{(2)} \psi_m(x). \quad (5)$$

$$\Gamma_m^{(2)} = \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right)^2}, \quad Z_m^{(2)} = \Gamma_m^{(2)} / \omega \varepsilon_{a2}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_{a2} \mu_{a2}}.$$

Коэффициенты I_m^- определяют отражение от границы $y=0$, коэффициенты I_m^+ – отражение от границы $y=-t$.

На границе областей V_1 и V_2 со стороны области V_2 , т.е. при $y=0$ из выражений (4) и (5) получим

$$H_z(x,0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (I_m^- + I_m^+) \psi_m(x), \quad (6)$$

$$E_x(x,0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(2)} (I_m^- - I_m^+) \psi_m(x). \quad (7)$$

На границах областей V_2 и V_3 со стороны области V_2 , т.е. при $y=-t$ из выражений (4) и (5) получим

$$H_z(x,-t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(I_m^- \exp(-i\Gamma_m^{(2)} t) + I_m^+ \exp(i\Gamma_m^{(2)} t) \right) \psi_m(x), \quad (8)$$

$$E_x(x,-t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(2)} \left(I_m^- \exp(-i\Gamma_m^{(2)} t) - I_m^+ \exp(i\Gamma_m^{(2)} t) \right) \psi_m(x). \quad (9)$$

Поскольку поля в областях V_1 и V_2 разложены по одной системе функций $\psi_m(x)$, то можно приравнять коэффициенты с одинаковыми индексами в (1) и (6), (2) и (7), в результате имеем

$$\left. \begin{aligned} I_0^{(1)} &= I_0^- + I_0^+ - 1, \\ Z_0^{(1)}(1 - I_0^{(1)}) &= Z_0^{(2)}(I_0^- - I_0^+), \\ I_m^{(1)} &= I_m^- + I_m^+, \\ -I_m^{(1)} Z_m^{(1)} &= Z_m^{(2)}(I_m^- - I_m^+). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Исключая из (10) коэффициенты $I_m^{(1)}$, получим

$$\left. \begin{aligned} I_0^+ &= \frac{I_0^- (Y_0^{(2)} + Y_0^{(1)}) - 2Y_0^{(2)}}{Y_0^{(1)} - Y_0^{(2)}}, \\ I_m^+ &= I_m^- \frac{Y_m^{(1)} + Y_m^{(2)}}{Y_m^{(1)} - Y_m^{(2)}}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где $Y_m^{(2)} = 1/Z_m^{(2)}$.

Подставим (11) в (9) и, используя ортогональность гармоник Флоке, получим

$$I_m^- = \frac{Y_m^{(2)}(Y_m^{(2)} - Y_m^{(1)})}{2(Y_m^{(2)} \cos \Gamma_m^{(2)} t + iY_m^{(1)} \sin \Gamma_m^{(2)} t)} \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m^*(x') dx', \quad (12)$$

$$I_0^- = \frac{Y_0^{(2)} \exp(i\Gamma_0^{(2)} t)}{Y_0^{(2)} \cos \Gamma_0^{(2)} t + iY_0^{(1)} \sin \Gamma_0^{(2)} t} + \frac{Y_0^{(2)}(Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)})}{2(Y_0^{(2)} \cos \Gamma_0^{(2)} t + iY_0^{(1)} \sin \Gamma_0^{(2)} t)} \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_0^*(x') dx'. \quad (13)$$

Подставим (11) в (8), получим

$$H_z(x, -t) = \frac{2Y_0^{(2)} \exp(i\Gamma_0^{(2)} t)}{Y_0^{(2)} - Y_0^{(1)}} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} 2I_m^- \frac{Y_m^{(1)} \cos \Gamma_m^{(2)} t + iY_m^{(2)} \sin \Gamma_m^{(2)} t}{Y_m^{(1)} - Y_m^{(2)}} \psi_m(x). \quad (14)$$

Подставляя (12) и (13) в (14), получим выражение для магнитного поля на границе областей V_2 и V_3 со стороны области V_2 ($y = -t$)

$$H_z(x, -t) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + iY_m^{(2)} t g(\Gamma_m^{(2)} t)}{Y_m^{(2)} + iY_m^{(1)} t g(\Gamma_m^{(2)} t)} \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m(x) \psi_m^*(x') dx' + \frac{2\psi_0(x)}{\cos(\Gamma_0^{(2)} t) + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \sin(\Gamma_0^{(2)} t)} \quad (15)$$

Поля в области V_3 . Запишем выражения для поля в области V_3 также в виде разложения по гармоникам Флоке

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(3)} \psi_m(x) \exp(i \Gamma_m^{(3)} y), \quad (16)$$

$$E_x(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(3)} I_m^{(3)} \psi_m(x) \exp(i \Gamma_m^{(3)} y), \quad (17)$$

$$\Gamma_m^{(3)} = \sqrt{k_3^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta \right)^2}, \quad Z_m^{(3)} = \Gamma_m^{(3)} / \omega \mathcal{E}_{a3}, \quad k_3 = \omega \sqrt{\mathcal{E}_{a3} \mu_{a3}}.$$

Используя условие ортогональности гармоник Флоке, из (17) найдем коэффициенты разложения тока $I_m^{(3)}$ и, подставляя их в (16), получим выражение для магнитного поля на границе областей V_2 и V_3 со стороны области V_3 ($y = -t$)

$$H_z(x, -t) = \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right\} E_x(x', -t) dx', \quad (18)$$

где $Y_m^{(3)} = 1 / Z_m^{(3)}$.

Интегральное уравнение. Удовлетворяя условию непрерывности полей в раскрыве отверстий в плоскости $y = -t$, получим интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля $E_x(x, -t)$ путем приравнивая правых частей (15) и (18)

$$\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) [Q_1(x, x') + Q_2(x, x')] dx' = P(x), \quad (19)$$

где

$$Q_1(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + iY_m^{(2)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)}{Y_m^{(2)} + iY_m^{(1)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)} \psi_m(x) \psi_m^*(x'), \quad (20)$$

$$Q_2(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \psi_m(x) \psi_m^*(x'), \quad (21)$$

$$P(x) = \frac{2\psi_0(x)}{\cos(\Gamma_0^{(2)} t) + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \sin(\Gamma_0^{(2)} t)} \quad (22)$$

Таким образом, получено интегральное уравнение для решетки импедансных нагрузок с диэлектрическим покрытием. Из сравнения уравнения (19) и интегрального уравнения для аналогичной решетки без диэлектрического покрытия [24] видно, что эти уравнения аналогичны. Отличия обусловлены наличием диэлектрического слоя и заключены в выражениях, относящихся к областям пространства V_1 и V_2 . Эквивалентная проводимость \tilde{Y}_m в выражении (20), определяемая соотношением

$$\tilde{Y}_m = Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + iY_m^{(2)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)}{Y_m^{(2)} + iY_m^{(1)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)}, \quad (23)$$

является входной проводимостью отрезка длиной линии, имеющего длину t , волновую проводимость $Y_m^{(2)}$ и постоянную распространения $\Gamma_m^{(2)}$ и нагруженного на проводимость $Y_m^{(1)}$. Кроме того, отличается и правая часть, которая по-прежнему пропорциональна тангенциальному электрическому полю падающей волны. Отметим, что при условии $t = 0$, соответствующем отсутствию диэлектрического слоя, уравнение (19) полностью совпадает с интегральным уравнением [24], полученным для такой же решетки без диэлектрического слоя.

Эквивалентный поверхностный импеданс. Эквивалентный поверхностный импеданс (ЭПИ), определяется по следующей формуле [29]

$$Z_{\mathcal{O}} = \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') H_z^*(x') dx' \bigg/ \int_{-T/2}^{T/2} |H_z(x')|^2 dx', \quad (24)$$

где $Z_{\mathcal{O}}$ – эквивалентный поверхностный импеданс, T – интервал усреднения импеданса.

Для расчета ЭПИ по формуле (24) необходимо знать распределение касательных составляющих поля $E_x(x)$ и $H_z(x)$ в сечении $y = 0$, в то время как в результате решения интегрального уравнения (19) были определены значения поля в сечении $y = -t$. Конечно, можно было бы сразу записать интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля $E_x(x, 0)$. Однако, в этом случае получалась бы система из двух интегральных уравнений, решение которой численным методом привело бы к необходимости обращения матрицы как минимум вдвое большей размерности.

Поэтому сначала решается интегральное уравнение (19), далее определяются коэффициенты I_m^- по формулам (12) и (13), после чего находятся коэффициенты I_m^+ по формуле (11), что позволяет по формуле (7) пересчитать распределение поля $E_x(x)$ из сечения $y = -t$ в сечение $y = 0$.

Таким образом, получаем расчетную формулу для распределение поля $E_x(x)$ в сечении $y = 0$

$$E_x(x, 0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Y_m^{(2)} \psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos(\Gamma_m^{(2)} t) + i Y_m^{(1)} \sin(\Gamma_m^{(2)} t)} \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m^*(x') dx' + \frac{2\psi_0(x)}{Y_0^{(1)} - i Y_0^{(2)} \operatorname{ctg}(\Gamma_0^{(2)} t)}. \quad (25)$$

Таким же образом определим магнитное поле $H_z(x)$ в сечении $y = 0$, подставляя коэффициенты (11), (12) и (13) в формулу (6)

$$H_z(x, 0) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Y_m^{(1)} Y_m^{(2)} \psi_m(x)}{Y_m^{(2)} \cos(\Gamma_m^{(2)} t) + i Y_m^{(1)} \sin(\Gamma_m^{(2)} t)} \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x', -t) \psi_m^*(x') dx' + \frac{2\psi_0(x_i)}{1 + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \operatorname{tg}(\Gamma_0^{(2)} t)}. \quad (26)$$

Численная реализация решения. Для численной реализации полученного интегрального уравнения (19) использовался метод Крылова- Боголюбова, в результате чего указанное интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений следующего вида

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{N1} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{N2} \\ & \cdot & \cdot & \cdot \\ & \cdot & \cdot & \cdot \\ C_{N1} & C_{N2} & \dots & C_{NN} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \cdot \\ \cdot \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ P_N \end{pmatrix}, \quad (27)$$

где

$$C_{ij} = C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(2)}, \quad (28)$$

$$C_{ij}^{(1)} = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + i Y_m^{(2)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)}{Y_m^{(2)} + i Y_m^{(1)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)} \psi_m(x_i) \psi_m^*(x') dx', \quad (29)$$

$$C_{ij}^{(2)} = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \psi_m(x_i) \psi_m^*(x') dx', \quad (30)$$

$$P_i = \frac{2\psi_0(x_i)}{\cos(\Gamma_0^{(2)} t) + i \frac{Y_0^{(1)}}{Y_0^{(2)}} \sin(\Gamma_0^{(2)} t)}, \quad (31)$$

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

Расчетные соотношения для элементов матрицы (27) $C_{ij}^{(1)}$ и $C_{ij}^{(2)}$ получают-ся аналитическим интегрированием выражений (29) и (30) по отрезку разбиения $2\Delta_x$, в результате имеем

$$C_{ij}^{(1)} = \frac{2\Delta_x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(2)} \frac{Y_m^{(1)} + i Y_m^{(2)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)}{Y_m^{(2)} + i Y_m^{(1)} \operatorname{tg}(\Gamma_m^{(2)} t)} \frac{\sin R\Delta_x}{R\Delta_x} \exp(-iR(x_i - x_j)). \quad (32)$$

$$C_{ij}^{(2)} = \frac{2\Delta_x}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(3)} \frac{\sin R\Delta_x}{R\Delta_x} \exp(-iR(x_i - x_j)), \quad (33)$$

где $R = \frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta$.

Тестирование и численные результаты. В результате решения задачи были рассчитаны зависимости комплексного эквивалентного поверхностного импеданса $Z^{\text{э}} = R^{\text{э}} + iX^{\text{э}}$ от размера отверстия c и от угла падения θ .

Все виды зависимостей приведены для активной и реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства $W_0 = 120\pi$ Ом. Все расчеты выполнялись для параметров сред $\mu_{a1} = \mu_{a2} = \mu_0$.

Для проверки правильности работы алгоритма перед началом расчетов было проведено тестирование программы по формуле для входного сопротивления слоя диэлектрика толщиной t [30]:

$$Z_{\text{вх}} = Z_2 \frac{Z_3 + iZ_2 \operatorname{tg}(k_2 t \cos(\theta_2))}{Z_2 + iZ_3 \operatorname{tg}(k_2 t \cos(\theta_2))}, \quad (34)$$

где $Z_1 = W_1 \cos(\theta)$, $Z_2 = W_2 \cos(\theta_2)$, $Z_3 = W_3 \cos(\theta_3)$, $W_{1,2,3} = 120\pi / \sqrt{\varepsilon_{1,2,3}}$,

$\sin(\theta_2) = \frac{k_1}{k_2} \sin(\theta)$, $\sin(\theta_3) = \frac{k_2}{k_3} \sin(\theta_2)$, $\varepsilon_{1,2,3}$ – относительные диэлектрические

проницаемости соответствующих областей. Для этого геометрические размеры конструкции, показанной на рис. 1, выбирались равными $d = 0$, $c = T$, что соответствует слою диэлектрика толщиной t в области V_2 без металлизации. Проведенные тестовые расчеты для случая $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ и $\varepsilon_2 = 2.8$ показали хорошее совпадение результатов, полученных по разработанному алгоритму и по формуле (34). Кроме того, расчеты, проведенные для частного случая решетки без диэлектрического слоя ($t = 0$), также показали хорошее совпадение с аналогичными результатами, приведенными в [24].

На рис. 2,а,б представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от размера щели c при фиксированных значениях периода решетки T ($T/\lambda = 0, 1 \div 0,5$), где λ – длина волны) для случая $d = 0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_2 = 2.8$, $t = 0,1 \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_2}}$.

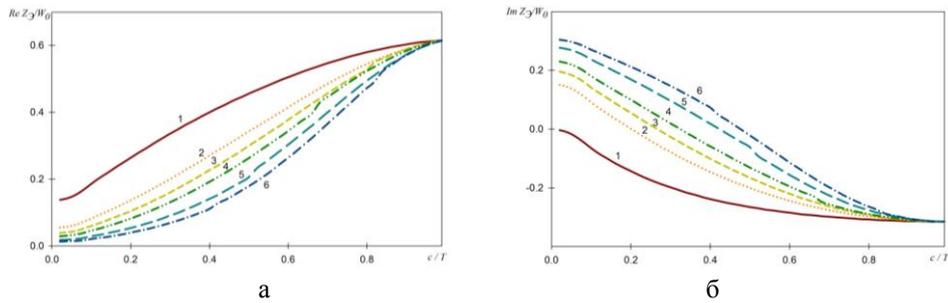


Рис. 2. Зависимость ЭПИ от размера отверстия c при $\varepsilon_2 = 2.8$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ и при фиксированных значениях периода решетки T (1 – $T = 0.1\lambda$, 2 – $T = 0.2\lambda$, 3 – $T = 0.25\lambda$, 4 – $T = 0.3\lambda$, 5 – $T = 0.4\lambda$, 6 – $T = 0.5\lambda$): а – действительная часть; б – мнимая часть

Из графиков видно, что ЭПИ при приближении ширины щели к значению $c=T$, независимо от величины периода решетки T , стремится к значению импеданса $Z_{\text{Э}} = 0.617 - i \cdot 0.315$, рассчитанному по формуле (34). Как активная, так и реактивная части ЭПИ изменяются плавно при увеличении ширины щели, что очень важно при технологической подстройке требуемого значения ЭПИ. Кроме того, из графиков на рис. 2,б видно, что подбором ширины щели и периода решетки можно добиться чисто активных значений ЭПИ (при $\text{Im}(Z_{\text{Э}}) = 0$).

На рис. 3,а,б представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от угла падения ЭМВ для случая $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_2 = 7.2$ (СВЧ-материал ФЛАН) и при фиксированных значениях толщины слоя диэлектрика t ($t/\lambda_{\text{д}} = 0,1 \div 0,5$, где

$\lambda_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_2}}$ – длина волны в диэлектрике в области V_2). Предполагается, что металлизация на границе областей V_2 и V_3 отсутствует ($c=T$), что соответствует част-

ному случаю слоя диэлектрика толщиной t [30]. Приведенные зависимости с высокой точностью совпадают со значениями, рассчитанными по формуле (34). Все зависимости как активной, так и реактивной составляющих ЭПИ пересекаются в одной точке при значении $\Theta = 69.561^\circ$, соответствующему углу Брюстера, при котором значение импеданса для данных параметров конструкции равно $Z_{\text{Э}} = 0.349 - i \cdot 0$, т.е. является чисто активным.

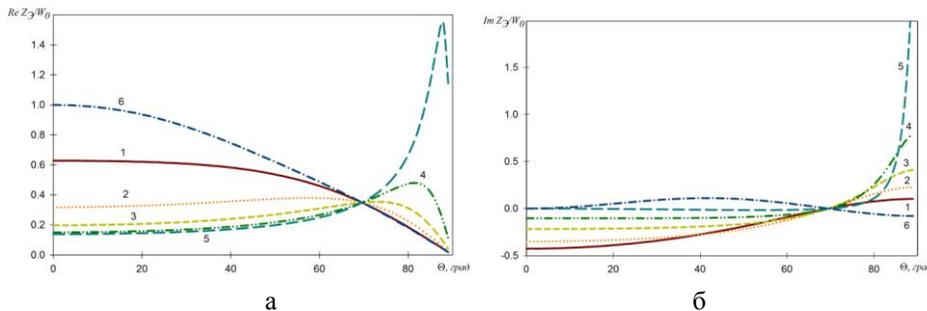


Рис. 3. Зависимость ЭПИ от угла падения ЭМВ Θ при $c=T$ и при фиксированных значениях толщины слоя диэлектрика t . ($1-t=0.05\lambda_{\text{д}}$, $2-t=0.1\lambda_{\text{д}}$, $3-t=0.15\lambda_{\text{д}}$, $4-t=0.2\lambda_{\text{д}}$, $5-t=0.25\lambda_{\text{д}}$, $6-t=0.5\lambda_{\text{д}}$): а – действительная часть; б – мнимая часть

На рис. 4,а,б представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от угла падения ЭМВ при тех же значениях диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{1,2,3}$ и значениях толщины слоя диэлектрика t , что и в предыдущем случае, но для $c=T/2$. Из графиков видно, что присутствие решетки щелей существенно изменяет зависимости как активной, так и реактивной составляющих ЭПИ, в том числе и при значении угла падения, равному углу Брюстера.

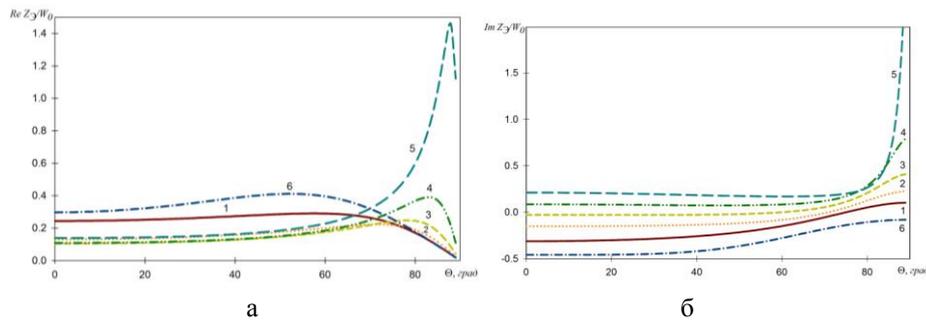


Рис. 4. Зависимость ЭПИ от угла падения ЭМВ Θ при $c = T/2$ и при фиксированных значениях толщины слоя диэлектрика t . ($1 - t = 0.05\lambda_0$, $2 - t = 0.1\lambda_0$, $3 - t = 0.15\lambda_0$, $4 - t = 0.2\lambda_0$, $5 - t = 0.25\lambda_0$, $6 - t = 0.5\lambda_0$): а – действительная часть; б – мнимая часть

Выводы. Таким образом, решена задача определения эквивалентного поверхностного импеданса указанной конструкции в присутствии слоя диэлектрика. Получены результаты численного исследования бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе щели в экране с диэлектрическим покрытием, которые показали, что, в отличие от известного решения для бесконечной решетки ЩИН, возможно получение и других значений ЭПИ при тех же размерах отверстия, но в присутствии слоя диэлектрика. Приведенные результаты численного исследования показали, что:

- ◆ с помощью данной конструкции можно реализовать комплексные значения ЭПИ, причем подбором толщины диэлектрического слоя можно реализовать реактивную составляющую ЭПИ обоих знаков;
- ◆ величину ЭПИ можно регулировать путем изменения ширины щели и ширины полоскового проводника в раскрытие щели.

Рассмотренная конструкция позволяет получить качественно другие характеристики рассеяния объекта путем незначительной доработки конструкции (нанесение слоя диэлектрика на уже имеющуюся решетку) и повышает эксплуатационные характеристики благодаря защите слоя проводника от внешней среды.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

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, No. 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. – 1964. – Vol. AP-12, No. 5. – P. 576-582.
4. Short J.R., Chen K.M. Backscattering from an Impedance loaded slotted cylinder // IEEE Trans. – 1969. – Vol. AP-17, No. 3. – P. 315-323.
5. Levine H., Schwinger J. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite screen plane // Phys. Rev. – 1948. – Vol. 74, No. 8. – P. 958-974.
6. Wait J.R. A low-frequency annular-slot antenna // J. Res. NBS. – 1958. – Vol. 60, No. 1. – P. 59-64.
7. Meixner J., Klopfer W. Theory der ebenen Ringspaltantenne // Z. Angew. Phys. – 1951. – В. 3, № 5. – S. 171-178.
8. Galejs J. Admittance of a rectangular slot which is backed by a rectangular cavity // IEEE Trans. – 1963. – Vol. AP-11, No. 2. – P. 119-126.

9. *Galejs J., Thompson T.W.* Admittance of a cavity-backed annular slot antenna // IRE Trans. – 1962. – Vol. AP-10, No. 6. – P. 671-678.
10. *Юханов Ю.В.* Анализ и синтез импедансной плоскости // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45, № 4. – С. 404-409.
11. *Петров Б.М., Юханов Ю.В.* Синтез двумерного реактивного рефлектора // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 1980. – Т. 23, № 9. – С. 59-63.
12. *Кошкидько В.Г., Петров Б.М., Юханов Ю.В.* Эквивалентный поверхностный импеданс некоторых щелевых импедансных нагрузок // Рассеяние электромагнитных волн (междунед. тем. науч. сборник). – Таганрог: ТРТИ, 1987. – Вып. 6. – С. 87-94.
13. *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.
14. *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.
15. *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.
16. *Кошкидько В.Г., Ганжелла Н.В.* Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 8. – С. 947-954.
17. *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.
18. *Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С.* Численное исследование характеристик щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в бесконечном идеально проводящем экране // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2014. – № 11 (160). – С. 58-67.
19. *Кошкидько В.Г., Алпатова О.В.* Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 2015. – Т. 5. – С. 20-25.
20. *Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С.* Численное исследование характеристик щелевой импедансной нагрузки на основе прямоугольной полости // Труды Международной научной конференции «Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2015». – 2015. – С. 252-256.
21. *Кошкидько В.Г., Алпатова О.В.* Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе открытого конца плоскопараллельного волновода // Антенны. – 2016. – № 3 (223). – С. 33-40.
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.* Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе щели в бесконечном идеально проводящем экране // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2015. – № 11 (172). – С. 72-85.
25. *Кошкидько В.Г., Алпатова О.В.* Электродинамические характеристики бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе щели в бесконечном идеально проводящем экране // Евразийский союз ученых. – 2015. – № 11-3 (20). – С. 73-78.
26. *Кошкидько В.Г., Ганжелла Н.В., Алпатова О.В., Сердюк Э.С.* Эквивалентный поверхностный импеданс бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей // Радиотехника и электроника. – 2016. – Т. 61, № 4. – С. 313-320.
27. *Кошкидько В.Г., Сердюк Э.С.* К вопросу о выборе системы точек коллокации при решении интегродифференциальных уравнений электродинамики // Радиотехника и электроника. – 2015. – Т. 60, № 1. – С. 45-51.

28. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. О границах применения приближенной формулы для определения поверхностного импеданса прямоугольной канавки // Радиотехника и электроника. – 2016. – Т. 61, № 5. – С. 447-450.
29. Цалиев Т.А., Черенков В.С. Возбуждение одиночной канавки и эквивалентный поверхностный импеданс ребристых структур // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30, № 9. – С. 1689.
30. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: АН СССР, 1957. – 502 с.

REFERENCES

1. Zakhar'ev L.I., Lemanskiy A.A. Rasseyanie voln "chernymi" telami [Wave scattering by "black" bodies]. Moscow: Sov. radio, 1972, 288 p.
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*, 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*, 1969, Vol. AP-17, No. 3, pp. 315-323.
5. Levine H., Schwinger J. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite screen plane, *Phys. Rev.*, 1948, Vol. 74, No. 8, pp. 958-974.
6. Wait J.R. A low-frequency annular-slot antenna, *J. Res. NBS*, 1958, Vol. 60, No. 1, pp. 59-64.
7. Meixner J., Klopfer W. Theory der ebenen Ringspaltantenne, *Z. Angew. Phys.*, 1951, B. 3, No. 5, pp. 171-178.
8. Galejs J. Admittance of a rectangular slot which is backed by a rectangular cavity, *IEEE Trans.*, 1963, Vol. AP-11, No. 2, pp. 119-126.
9. Galejs J., Thompson T.W. Admittance of a cavity-backed annular slot antenna, *IRE Trans.*, 1962, Vol. AP-10, No. 6, pp. 671-678.
10. Yukhanov Yu.V. Analiz i sintez impedansnoy ploskosti [Analysis and synthesis of impedance plane], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2000, Vol. 45, No. 4, pp. 404-409.
11. Petrov B.M., Yukhanov Yu.V. Sintez dvumernogo reaktivnogo reflektora [Synthesis of reactive two-dimensional reflector], *Izvestiya vuzov Rossii. Radioelektronika* [Proceedings of the Russian Universities: Radioelectronics], 1980, Vol. 23, No. 9, pp. 59-63.
12. Koshkid'ko V.G., Petrov B.M., Yukhanov Yu.V. Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans nekotorykh shchelevykh impedansnykh nagruzok [Equivalent surface impedance of slotted impedance of some load], *Rasseyanie elektromagnitnykh voln (mezhdoved. tem. nauch. sbornik)* [Scattering of electromagnetic waves (interdepartmental thematic scientific collection)]. Taganrog: TRTI, 1987, Issue 6, pp. 87-94.
13. Petrov B.M., Koshkid'ko V.G. Metod analiza elektromagnitnykh poley, rasseyannykh shchel'yu v tsilindricheskom rezonatore s flantsem [The method of analysis of electromagnetic fields scattered by the slit in a cylindrical resonator with a flange], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 1988, Vol. 33, No. 10, pp. 2060-2064.
14. Koshkid'ko V.G., Petrov B.M., Yukhanov Yu.V. Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans passivnykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove otverstiya v ekrane, nagruzhenного dvumernoy polost'yu [Equivalent surface impedance of passive impedance loads based on the holes in the screen, load-sennogo two-dimensional cavity], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 1997, Vol. 42, No. 6, pp. 652-661.
15. Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V. Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove polutsilindricheskoy polosti [Equivalent surface impedance of slotted impedance load on the basis of the semi-cylindrical cavity], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 1999, Vol. 44, No. 1, pp. 25-28.
16. Koshkid'ko V.G., Ganzhela N.V. Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove svyazannykh pryamougol'nykh oblastey [Equivalent surface impedance of slotted them pedantic loads based on connected rectangular regions], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 1999, Vol. 44, No. 8, pp. 947-954.

17. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki, vypolnennoy na osnove otverstiya v ekrane. Sluchay E-polyarizatsii [Equivalent surface impedance of slotted impedance load, made on the basis of holes in the screen. The case of E-polarization], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2003, Vol. 48, No. 1, pp. 57-63.
18. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V., Serdyuk E.S.* Chislennoe issledovanie kharakteristik shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove otverstiya v beskonechnom ideal'no provodyashchem ekrane [Numerical investigation of characteristics of slot impedance load based on hole in an infinite perfectly conducting screen], *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki* [Izvestiya SFedU. Engineering Sciences], 2014, No. 11 (160), pp. 58-67.
19. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove otverstiya v stenke ploskoparallel'nogo volnovoda [Equivalent surface impedance of slotted impedance load on the basis of hole in the wall of the plane-parallel waveguide], *Izvestiya vuzov Rossii. Radioelektronika* [Proceedings of the Russian Universities: Radioelectronics], 2015, Vol. 5, pp. 20-25.
20. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V., Serdyuk E.S.* Chislennoe issledovanie kharakteristik shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove pryamougol'noy polosti [Numerical study of the characteristics of slotted impedance load on the basis of a rectangular cavity], *Trudy Mezhdunarodnoy nauchnoy konferentsii «Izluchenie i rasseyaniye elektromagnitnykh voln IREMV-2015»* [Proceedings of International scientific conference "Radiation and scattering of electromagnetic waves, IRENG-2015"], 2015, pp. 252-256.
21. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki na osnove otkrytogo kontsa ploskoparallel'nogo volnovoda [Equivalent surface impedance of slotted impedance load on the basis of an open end of a plane-parallel waveguide], *Antenny* [Antennas], 2016, No. 3 (223), pp. 33-40.
22. *Koshkid'ko V.G.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevykh impedansnykh nagruzok v sostave beskonechnykh reshetok [Equivalent surface impedance of slotted impedance load composed of infinite lattices], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2000, Vol.45, No. 7, pp. 773-783.
23. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans shchelevoy impedansnoy nagruzki, vypolnennoy na osnove polutsilindricheskoy polosti, v sostave beskonechnoy reshetki [Equivalent surface impedance of slotted impedance load, made on the basis of a semi-cylindrical cavity, consisting of the infinite lattice], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2014, Vol. 59, No. 10, pp.1003-1010.
24. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans beskonechnoy reshetki shchelevykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove shcheli v beskonechnom ideal'no provodyashchem ekrane [Equivalent surface impedance of an infinite array of slot impedance loads based on a slot in an infinite perfect conducting screen], *Izvestiya YuFU. Tekhnicheskie nauki* [Izvestiya SFedU. Engineering Sciences], 2015, No. 11 (172), pp. 72-85.
25. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V.* Elektrodinamicheskie kharakteristiki beskonechnoy reshetki shchelevykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove shcheli v beskonechnom ideal'no provodyashchem ekrane [Electrodynamic characteristics of an infinite grid of slotted impedance load, made on the basis of cracks in an infinite perfectly conducting screen], *Evraziyskiy soyuz uchenykh* [Eurasian Union of Scientists], 2015, No. 11-3 (20), pp. 73-78.
26. *Koshkid'ko V.G., Ganzhela N.V., Alpatova O.V., Serdyuk E.S.* Ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans beskonechnoy reshetki shchelevykh impedansnykh nagruzok, vypolnennykh na osnove svyazannykh pryamougol'nykh oblastey [The equivalent surface-impedance stny infinite grid of slotted impedance load, made on the basis of connected rectangular regions], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2016, Vol. 61, No. 4, pp. 313-320.
27. *Koshkid'ko V.G., Serdyuk E.S.* K voprosu o vybore sistemy toчек kollokatsii pri reshenii integrodifferentsial'nykh uravneniy elektrodinamiki [The question of the choice of the system of collocation points in the solution of integrodifferential equations of electrodynamics], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2015, Vol. 60, No. 1, pp. 45-51.

28. *Koshkid'ko V.G., Alpatova O.V., Serdyuk E.S.* О гранитсах применения priblizhennoy formuly dlya opredeleniya poverkhnostnogo impedansa pryamougol'noy kanavki [On the limits of the applicability of approximate formulas to determine the surface impedance of the rectangular grooves], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 2016, Vol. 61, No. 5, pp. 447-450.
29. *Tsaliev T.A., Cherenkov V.S.* Vozbuzhdenie odinochnoy kanavki i ekvivalentnyy poverkhnostnyy impedans rebristyykh struktur [Excitation of single groove and the equivalent surface impedance of ribbed structures], *Radiotekhnika i elektronika* [Communications Technology and Electronics], 1985, Vol. 30, No. 9, pp. 1689.
30. *Brekhovskikh L.M.* Volny v sloistyykh sredakh [Waves in layered media]. Moscow: AN SSSR, 1957, 502 p.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф.-м.н., профессор А.Х. Аджиев.

Кошкидько Владимир Георгиевич – Южный федеральный университет; e-mail: kvg59@mail.ru; 347928, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44; тел.: +78634371733; кафедра антенн и радиопередающих устройств; к.т.н.; доцент.

Алпатова Ольга Витальевна – e-mail: alpatova-ov@yandex.ru; тел.: +78634371694; кафедра электротехники и мехатроники; к.т.н.; доцент.

Koshkidko Vladimir Georgievich – Southern Federal University; e-mail: kvg59@mail.ru; 44, Nekrasovsky, Taganrog, 347928; phone: +78634371733; the department of antennas and radio transmitters; cand. of eng. sc.; associate professor.

Alpatova Olga Vital'evna – e-mail: alpatova-ov@yandex.ru; phone: +78634371694; the department of electrical engineering and mechatronics; cand. of eng. sc.; associate professor.

УДК 621.371

Д.В. Семенихина, Н.Н. Горбатенко

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО НАГРУЖЕННОГО ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО ЦИЛИНДРА, ПОКРЫТОГО СЛОЕМ МЕТАМАТЕРИАЛА

Нелинейные нагрузки (НН), расположенные на поверхности идеально проводящего цилиндра, дают малую напряженность поля на высших гармониках, поэтому нелинейные рассеиватели и антенны с нелинейными нагрузками, работающие одновременно на нескольких кратных частотах, осуществляют связь на малые расстояния. Использование эффекта нелинейного рассеяния (ЭНР) предполагает повышения энергетических характеристик приемного устройства. Одной из возможных структур, использующих ЭНР является цилиндр с нелинейными нагрузками покрытый слоем метаматериала. В данной статье приводится решение задачи возбуждения сторонними источниками идеально проводящего нелинейно нагруженного цилиндра, покрытого слоем метаматериала. Применение покрытий из метаматериала может способствовать снижению радиолокационной заметности цилиндрических нелинейных рассеивателей. Исследуются особенности электродинамического анализа нелинейно нагруженного цилиндра, покрытого слоем метаматериала. Анализ задачи возбуждения цилиндра с нелинейными нагрузками, покрытого слоем метаматериала основан на решении уравнений Максвелла, с применением нелинейных граничных условий и условий излучения на бесконечности. Исследованы свойства метаматериала, которые бы обеспечивали повышения уровня высших частотных гармоник рассеянного на цилиндре поля. В результате моделирования ячейки метаматериала получены коэффициенты прохождения и отражения в полосе частот от 6 ГГц до 12 ГГц. С помощью метода Никольсона – Росса проведена процедура гомогенизации электрофизических параметров предложенного метаматериала и найдены его диэлектрическая и магнитная проницаемости на частоте 9.92 ГГц. Результаты свидетельствуют о применимости структуры из метаматериала в задачах нелинейного рассеивания для повышения уровня поля на кратных гармониках.

Метаматериал; гомогенизация; нелинейная нагрузка.