

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МНОГОСЛОЙНОЙ ГРЕБЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЕ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА ПЕРСПЕКТИВНЫХ ВАРИАНТОВ МИКРОВОЛНОВЫХ АНТЕНН ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Останков А.В.,

д.т.н., профессор,
ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет»,
avostankov@mail.ru

Аннотация. Разработка эффективных вариантов микроволновых антенн дифракционного излучения и оптимизация излучающих свойств уже имеющихся актуальны и во многом базируются на математическом моделировании, предвещающем практическую реализацию распределительно-излучающей системы. В статье получен математический аппарат в рамках теории дифракции электромагнитных волн на бесконечных периодических структурах. Разработанная модель описывает процесс дифракции линейно-поляризованной волны на двумерной структуре типа «диэлектрик – воздушный зазор – щелевая проводящая решетка – диэлектрик – отражательная проводящая решетка (гребенка)». Вычислительный алгоритм сведен к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно комплексных амплитуд пространственных (u , в том числе, поверхностных) гармоник рассеянного поля. Созданная модель может быть легко адаптирована для анализа частных случаев конфигурации структуры. Одним из вариантов геометрии является исключение зазора между щелевой решеткой и гребенкой, при котором структура вырождается в гребенку с канавками, частично экранированными в плоскости раскрытия. Подобная геометрия структуры интересна в плане проявления свойств метаматериала. Другой вариант конфигурации соответствует ленточной решетке на экранированной диэлектрической подложке, возбуждаемой сверху собственной волной планарного диэлектрического волновода. Геометрия реализуется путем замены экранирующей гребенки гладким металлическим экраном и актуальна в качестве излучающего раскрытия антенны дифракционного излучения.

Ключевые слова: дифракция, периодическая структура, антенна, математическая модель.

THE SOLUTION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE DIFFRACTION PROBLEM ON A PERIODIC MULTILAYER COMB STRUCTURE AND ITS APPLICATION FOR THE ANALYSIS OF FUTURE VERSIONS OF DIFFRACTION RADIATION MICROWAVE ANTENNAS

Ostankov A. V.,

Doctor of Technical Sciences,
Professor of the Department of Radio Engineering of Voronezh State Technical University

Abstract. Elaboration of the effective versions of microwave antennas diffraction radiation and radiation properties' optimization of existing ones are relevant. They are largely based on mathematical modeling, anticipating the practical realization of the distribution-radiating system. In this article we obtain the mathematical apparatus within the electromagnetic wave diffraction theory on infinite periodic structures. The elaborated model describes the process of diffraction of a plane-polarized wave on a two-dimensional structure type of "dielectric – air gap – slit conductive grating – dielectric – reflective conductive grating (comb)." Computational algorithm is reduced to solution of a linear algebraic equation system for the complex amplitudes of the spatial (including surface) harmonics of the scattered field. The created model can be easily adapted to the analysis of particular structure configuration cases. One of the geometric versions is gap exclusion between the slit grating and comb, wherein a structure is degenerate into the comb with grooves, partially shielded in the aperture plane. This kind of geometry structure is interesting for its metamaterial properties. Another configuration option corresponds to the ribbon grating shielded dielectric substrate excited by proper wave of planar dielectric waveguide from the top. The geometry is realized by replacing the shielding comb with a smooth metal shield. It's relevant as the radiating aperture of diffraction radiation antenna.

Key words: diffraction, periodic structure, antenna, mathematical model.

Введение. В работах [1;2] описана плоская антенна дифракционного излучения (ПАДИ), распределительно-излучающая система которой реализована на основе дифракционной ре-

шетки (ДР) из проводящих лент, выполненной на экранированной диэлектрической подложке и возбуждаемой собственной волной размещенного над ДР планарного диэлектрического волновода (ПДВ).

Такая антенна и подобные ей по принципу действия характеризуются в сантиметровом и миллиметровом диапазонах сравнительно малыми потерями (КПД — вплоть до 95%), высокими направленными свойствами, преимущественно плоским вариантом исполнения. Благодаря этому ПАДИ нашли и находят применение в инфокоммуникационных, спутниковых, радиолокационных, охранных системах (см., например, [1]).

Математическое моделирование и оптимизация ПАДИ являются весьма актуальными. И связано это во многом с тем, что применение для анализа ПАДИ сеточных методов, положенных в основу функционирования большинства современных электромагнитных симуляторов, как правило, ограничено значительной электрической длиной линейных вариантов подобных антенн. В связи с этим существенно возрастает роль электродинамических методов различной степени строгости, адаптированных к конкретной геометрии излучающего раскрыва ПАДИ, включая методы теории неограниченных в пространстве периодических структур [3;4].

Цель работы — получить математический аппарат, основанный на теории бесконечных периодических структур, применительно к наиболее общей конфигурации излучающего раскрыва описанной в [1] ПАДИ.

Математическая формализация решения задачи пространственного преобразования волн обобщенной многослойной структурой. Рассмотрим периодическую гребенчатую структуру, содержащую планарный диэлектрический волновод (ПДВ), размещенный над проводящей щелевой решеткой (ЩР), интегрированной в диэлектрическую подложку. Подложка экранирована проводящей гребенкой (отражательной решеткой), в общем случае, с несколькими неравными волноводными полостями (канавками) на периоде (рис. 1).

Предполагается, что электродинамическая структура бесконечно протяжена в плоскости раскрыва xOy , периодична в направлении Ox и регулярна вдоль Oy . Ее период определяется шагом L щелевой решетки, так как характерный продольный размер гребенки может составлять K -ю долю шага L (при условии, что K канавок в пределах L полностью идентичны). ПДВ, выполненный из немагнитного материала, размещен над ЩР на расстоянии r , ЩР относительно гребенки — на расстоянии Φ . Взаимное расположение канавок гребенки и щелей полупрозрачной решетки определяется параметрами a и b_k , $k = 1 \dots K$. Обе решетки обладают бесконечной проводимостью.

Следует заметить, что анализируемая электродинамическая система является инверсной по

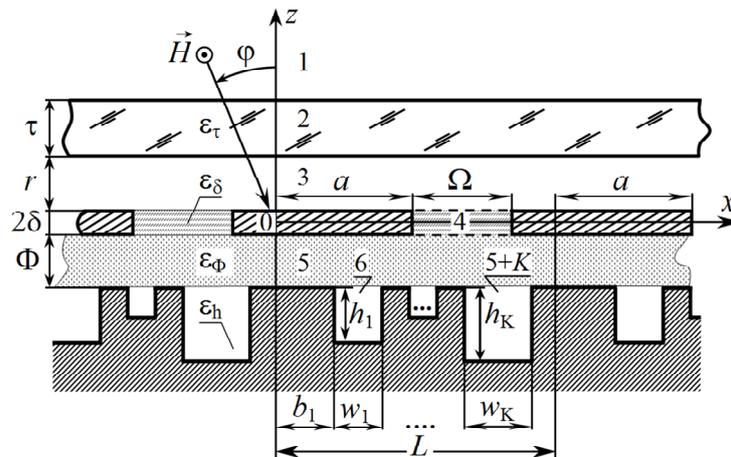


Рис. 1. Модельная геометрия структуры "ПДВ - зазор - ЩР - диэлектрик - гребенка"

отношению к рассмотренной в [5;6] гребенчатой структуре. Инверсность структур заключается в противоположном порядке следования ПДВ и ЩР в направлении нормали от плоскости раскрыва гребенки. Однако схожесть геометрии структур все же не позволяет использовать полученное в [5] решение задачи дифракции для анализа рассматриваемой структуры. Причина этого заключается в качественном различии методики преобразования функциональных уравнений, возникающих в ходе формализации дифракционной задачи, к алгебраическим уравнениям, определяющим ядро вычислительного алгоритма.

Рассматриваемая структура предназначена для использования в качестве распределительно-излучающей системы ПАДИ. Поэтому представляется целесообразным исследовать ее в режиме преобразования объемной, приходящей извне плоской волны заданной поляризации в поверхностную волну, поддерживаемую структурой [7]. Поверхностная волна, как известно, формируется низшей составляющей дискретного пространственного спектра поля дифракции, обладающей мнимым углом отражения, распространяющейся вдоль поверхности периодической структуры, поле которой сосредоточено непосредственно над и внутри ПДВ и убывает по мере удаления от раскрыва в поперечном направлении.

Пусть на гребенчатую структуру из верхнего полупространства ($z > \delta + r + \tau$, δ — полутолщина брусев ЩР, τ — толщина ПДВ) падает под углом φ однородная электромагнитная волна единичной амплитуды и длины λ_0 с плоским фазовым фронтом и единственной отличной от нуля H -компонентой поля:

$$H_y^{(1-пад)} = \exp[-j\gamma_0(z - \tau - r - \delta)] \cdot \exp(j\beta_0 x), \quad (1)$$

где $\gamma_0 = k_0 \cos \varphi$, $\beta_0 = k_0 \sin \varphi$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Зависимость от времени имеет вид $\exp(-j\omega t)$.

H -компоненты поля дифракции в частичных областях $1 \dots (5+K)$ (K — число канавок на периоде гребенки) представляются следующим образом [4]:

$$\begin{aligned} H_y^{(1-рас)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cdot \exp[j\gamma_n(z - \tau - r - \delta)] \cdot \exp(j\beta_n x), \\ H_y^{(2)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{B_n \cdot \exp[-j\eta_n(z - r - \delta)] + C_n \cdot \exp[j\eta_n(z - r - \delta)]\} \cdot \exp(j\beta_n x), \\ H_y^{(3)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{D_n \cdot \exp[-j\gamma_n(z - \delta)] + E_n \cdot \exp[j\gamma_n(z - \delta)]\} \cdot \exp(j\beta_n x), \\ H_y^{(4)} &= \sum_{m=0}^{\infty} \{Q_m \cdot \exp[-jq_m(z + \delta)] + P_m \cdot \exp[jq_m(z + \delta)]\} \cdot f_m^{(2)}(x), \\ H_y^{(5)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{F_n \cdot \exp[-j\xi_n(z + \delta + \Phi)] + G_n \cdot \exp[j\xi_n(z + \delta + \Phi)]\} \cdot \exp(j\beta_n x), \\ H_y^{(k+5)} &= \sum_{p=0}^{\infty} D_p^{(k)} \cdot \cos[\theta_p^{(k)}(z + \delta + \Phi + h_k)] \cdot f_p^{(k)}(x), \end{aligned}$$

где $A_n, B_n, C_n, D_n, E_n, F_n, G_n, Q_m, P_m, D_p^{(k)}$ — неизвестные комплексные амплитуды пространственных гармоник или волноводных мод поля дифракции в соответствующих частичных областях периодической структуры;

$$\gamma_n = \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2},$$

$$\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/L,$$

$$\eta_n = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\tau - \beta_n^2},$$

$$q_m = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\delta - (m\pi/\Omega)^2};$$

$$f_m^{(2)}(x) = \begin{cases} \cos[m\pi(x-a)/\Omega], & x \in [a, a+\Omega], \\ 0, & x \in (0, a) \cup (a+\Omega, L); \end{cases}$$

$$\xi_n = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\Phi - \beta_n^2}, \quad \theta_p^{(k)} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_h - (p\pi/w_k)^2};$$

$$f_p^{(k)}(x) = \begin{cases} \cos[p\pi(x - \sum_{i=1}^k b_i)/w_k], & x \in [\sum_{i=1}^k b_i, \sum_{i=1}^k b_i + w_k]; \\ 0, & x \notin [\sum_{i=1}^k b_i, \sum_{i=1}^k b_i + w_k]. \end{cases}$$

Компоненты электрического поля определяются по H -компонентам в соответствии с уравнениями Максвелла [3]:

$$E_x^{(i)} = -\frac{1}{j\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon^{(i)}} \frac{\partial H_y^{(i)}}{\partial z}, \quad E_z^{(i)} = \frac{1}{j\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon^{(i)}} \frac{\partial H_y^{(i)}}{\partial x},$$

где $\varepsilon^{(i)}$ — относительная диэлектрическая проницаемость i -й области.

Удовлетворение условиям сопряжения касательных компонент магнитного $H_y^{(i)}$ и электрического $E_x^{(i)}$ полей частичных областей на границах раздела

$z = \tau + r + \delta, r + \delta, \pm \delta, -\delta - \Phi$ приводит к следующей системе функциональных уравнений:

$$A_n + \Delta_n^0 = B_n \cdot \exp(-j\eta_n \tau) + C_n \cdot \exp(j\eta_n \tau), \quad (3)$$

$$(A_n - \Delta_n^0) \cdot \gamma_n \varepsilon_\tau = [C_n \cdot \exp(j\eta_n \tau) - B_n \cdot \exp(-j\eta_n \tau)] \cdot \eta_n, \quad (4)$$

$$B_n + C_n = D_n \cdot \exp(-j\gamma_n r) + E_n \cdot \exp(j\gamma_n r), \quad (5)$$

$$(B_n - C_n) \cdot \eta_n = [D_n \cdot \exp(-j\gamma_n r) - E_n \cdot \exp(j\gamma_n r)] \cdot \gamma_n \varepsilon_\tau, \quad (6)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (D_n + E_n) \cdot \exp(j\beta_n x) = \sum_{m=0}^{\infty} [Q_m \cdot \exp(-2jq_m \delta) + P_m \cdot \exp(2jq_m \delta)] \cdot f_m^{(2)}(x), \quad (7)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (D_n - E_n) \cdot \gamma_n \cdot \exp(j\beta_n x) = (1/\varepsilon_\delta) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} [Q_m \cdot \exp(-2jq_m \delta) - P_m \cdot \exp(2jq_m \delta)] \cdot q_m \cdot f_m^{(2)}(x), \quad (8)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} (Q_m + P_m) \cdot f_m^{(2)}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [F_n \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) + G_n \cdot \exp(j\xi_n \Phi)] \cdot \exp(j\beta_n x), \quad (9)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} (Q_m - P_m) \cdot q_m \cdot f_m^{(2)}(x) = (\varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi) \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} [F_n \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) - G_n \cdot \exp(j\xi_n \Phi)] \cdot \xi_n \cdot \exp(j\beta_n x), \quad (10)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (F_n + G_n) \cdot \exp(j\beta_n x) = \sum_{p=0}^{\infty} D_p^{(k)} \cdot \cos(\theta_p^{(k)} h_k) \cdot f_p^{(k)}(x), \quad k = \overline{1, K}, \quad (11)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (F_n - G_n) \cdot \xi_n \cdot \exp(j\beta_n x) = -j(\varepsilon_\Phi / \varepsilon_h) \cdot \sum_{k=1}^K \sum_{p=0}^{\infty} D_p^{(k)} \cdot \theta_p^{(k)} \cdot \sin(\theta_p^{(k)} h_k) \cdot f_p^{(k)}(x). \quad (12)$$

Из уравнений (3) - (6), не являющихся сумматорными уравнениями, нетрудно исключить неизвестные B_n и C_n и получить соотношения для суммы и разности неизвестных D_n и E_n :

$$\begin{cases} D_n + E_n = A_n \cdot r_n + \Delta_n^0 \cdot r_n^*, \\ D_n - E_n = -A_n \cdot \rho_n + \Delta_n^0 \cdot \rho_n^*, \end{cases} \quad (13)$$

где

$$\{r; \rho\}_n = \exp(-j\gamma_n r) \cdot \cos(\eta_n \tau) \times \left(1 + \frac{\text{tg}(\eta_n \tau)}{2j} \left[\frac{\eta_n}{\gamma_n \varepsilon_\tau} [1\{-;+\} \exp(2j\gamma_n r)] + \frac{\gamma_n \varepsilon_\tau}{\eta_n} [1\{+;- \} \exp(2j\gamma_n r)] \right] \right);$$

знаком “*” отмечены величины, комплексно-сопряженные указанным.

Суммируя левые и соответственно правые части уравнений (7) и (9) и представляя рядом Фурье базисную функцию $\exp(j\beta_n x)$:

$$\exp(j\beta_n x) = \sum_{m=0}^{\infty} T_{nm} \cdot f_m^{(2)}(x),$$

получаем

$$Q_m^+ \cdot \cos(q_m \delta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_n + E_n + F_n \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) + G_n \cdot \exp(j\xi_n \Phi)] \cdot T_{nm}, \quad (14)$$

$$\text{где } Q_m^+ = 2[Q_m \cdot \exp(-jq_m \delta) + P_m \cdot \exp(jq_m \delta)].$$

Вычитая далее из (8) уравнение (10) и представляя в полученном соотношении функцию $f_m^{(2)}(x)$ в базисе $\exp(j\beta_n x)$:

$$f_m^{(2)}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_{nm} \cdot \exp(j\beta_n x),$$

после замены индекса n на эквивалентный по смыслу s имеем

$$-j \sum_{m=0}^{\infty} Q_m^+ \cdot q_m \cdot \sin(q_m \delta) \cdot V_{ms} = [D_s^- E_s] \cdot \gamma_s \varepsilon_\delta - [F_s \cdot \exp(-j\xi_s \Phi) - G_s \cdot \exp(j\xi_s \Phi)] \cdot \xi_s \cdot (\varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi). \quad (15)$$

Исключая из уравнений (14), (15) переменную Q_m^+ и заменяя сумму и разность переменных D_n и E_n в соответствии с (13), получаем подсистему алгебраических уравнений с неизвестными A_n, F_n и G_n следующего вида:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n \cdot (j r_n \cdot \Sigma_{ns}^+ - \Delta_n^s \gamma_n \varepsilon_\delta \cdot \rho_n) + F_n \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) \cdot (j \Sigma_{ns}^+ - \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi) + G_n \cdot \exp(j\xi_n \Phi) \cdot (j \Sigma_{ns}^+ + \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi)] = -j r_0^* \cdot \Sigma_{0s}^+ - \Delta_s^0 \gamma_s \varepsilon_\delta \cdot \rho_s^*, \quad (16)$$

$$\text{где } s = -\infty, \infty, \quad \Sigma_{ns}^+ = \sum_{m=0}^{\infty} q_m \cdot V_{ms} \cdot T_{nm} \cdot \text{tg}(q_m \delta);$$

$$T_{nm} = \Psi_{nm} / (1 + \Delta_m^0); \quad V_{ms} = \Psi_{sm}^* \cdot \Omega / (2L);$$

$$\Psi_{nm} = \exp\left\{j\left[\beta_n\left(a + \frac{\Omega}{2}\right) + \frac{m\pi}{2}\right]\right\} \times \left[\operatorname{sinc}\left(\frac{\beta_n\Omega + m\pi}{2}\right) + (-1)^m \cdot \operatorname{sinc}\left(\frac{\beta_n\Omega - m\pi}{2}\right)\right].$$

Вторую подсистему получаем, оперируя уравнениями (7) - (10) в обратной последовательности. Суммируем почленно (8) и (10) и с учетом разложения $f_m^{(2)}(x)$ по $\exp(j\beta_n x)$ получаем

$$\sum_{m=0}^{\infty} Q_m^- \cdot q_m \cdot \cos(q_m \delta) \cdot V_{ms} = [D_s^- - E_s] \gamma_s \varepsilon_\delta + [F_s^- \cdot \exp(-j\xi_s \Phi) - G_s^- \cdot \exp(j\xi_s \Phi)] \xi_s \cdot (\varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi), \quad (17)$$

где $Q_m^- = 2[Q_m^- \cdot \exp(-jq_m \delta) - P_m^- \cdot \exp(jq_m \delta)]$. Вычитаем далее из (7) уравнение (9), к разности применяем разложение $\exp(j\beta_n x)$ по $f_m^{(2)}(x)$:

$$-jQ_m^- \cdot \sin(q_m \delta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_n^- + E_n^- - F_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) - G_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi)] \cdot T_{nm}^-, \quad (18)$$

Исключая из уравнений (17), (18) переменную Q_m^- и заменяя сумму и разность D_n^- и E_n^- в соответствии с (13), получаем подсистему алгебраических уравнений следующего вида:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n^- \cdot (jr_n^- \cdot \Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \gamma_n \varepsilon_\delta \cdot \rho_n) + F_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi) + G_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi)] = -jr_0^* \cdot \Sigma_{0s}^- + \Delta_s^0 \gamma_s \varepsilon_\delta \cdot \rho_s^*, \quad (19)$$

где $s = \overline{-\infty, \infty}$, $\Sigma_{ns}^- = \sum_{m=0}^{\infty} q_m \cdot V_{ms}^- \cdot T_{nm}^- \cdot \operatorname{ctg}(q_m \delta)$.

Третья подсистема формируется на основе (11), (12). Уравнение (11) преобразуется с использованием разложения функции $\exp(j\beta_n x)$ по полной ортогональной системе функций $f_p^{(k)}(x)$:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (F_n^- + G_n^-) \cdot J_{np}^{(k)} = D_p^{(k)} \cdot \cos(\theta_p^{(k)} h_k), \quad (20)$$

где $J_{np}^{(k)}$ — коэффициенты разложения. Применение разложения в ряд модальных функций $f_p^{(k)}(x)$ по системе функций $\exp(j\beta_n x)$ позволяет получить из (12) уравнение:

$$(F_s^- - G_s^-) \cdot \xi_s = -j \frac{\varepsilon_\Phi}{\varepsilon_h} \cdot \sum_{k=1}^K \sum_{p=0}^{\infty} D_p^{(k)} \cdot \theta_p^{(k)} \cdot \sin(\theta_p^{(k)} h_k) \cdot J_{ps}^{(k)}, \quad (21)$$

где индекс s аналогичен по смыслу и значениям индексу n , $J_{ps}^{(k)}$ — коэффициенты разложения. Наконец, исключая неизвестные $D_p^{(k)}$ из (20), (21), приходим к подсистеме:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [F_n^- \cdot (j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \xi_n / \varepsilon_\Phi) + G_n^- \cdot (j\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n / \varepsilon_\Phi)] = 0, \quad -\infty < s < \infty, \quad (22)$$

где $\Xi_{ns} = \sum_{k=1}^K \sum_{p=0}^{\infty} (\theta_p^{(k)} / \varepsilon_h) \cdot I_{ps}^{(k)} \cdot J_{np}^{(k)} \cdot \operatorname{tg}(\theta_p^{(k)} h_k)$;

$I_{ps}^{(k)} = S_{sp}^{*(k)} \cdot w_k / (2L)$; $J_{np}^{(k)} = S_{np}^{(k)} / (1 + \Delta_p^0)$; $S_{sp}^{*(k)}$ — комплексное сопряжение $S_{sp}^{(k)}$;

$$S_{np}^{(k)} = \exp\left\{j\left[\beta_n \sum_{i=1}^k \left(b_i + \frac{w_i}{1 + \Delta_i^k}\right) + \frac{p\pi}{2}\right]\right\} \times \left[\operatorname{sinc}\left(\frac{\beta_n w_k + p\pi}{2}\right) + (-1)^p \cdot \operatorname{sinc}\left(\frac{\beta_n w_k - p\pi}{2}\right)\right].$$

Результирующая система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно комплексных амплитуд пространственных гармоник полей в зазоре между щелевой решеткой и гребенкой (области 5) и пространства над структурой (области 1) получена совмещением (16), (19) и (22) и усечением путем ограничения числа гармоник:

$$\begin{cases} \sum_{n=-N_1}^{N_2} [A_n^- \cdot (jr_n^- \cdot \Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \gamma_n \varepsilon_\delta \cdot \rho_n) + F_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi) + G_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi)] = -jr_0^* \cdot \Sigma_{0s}^- + \Delta_s^0 \gamma_s \varepsilon_\delta \cdot \rho_s^*, \\ \sum_{n=-N_1}^{N_2} [A_n^- \cdot (jr_n^- \cdot \Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \gamma_n \varepsilon_\delta \cdot \rho_n) + F_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi) + G_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi) \cdot (-j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \xi_n \varepsilon_\delta / \varepsilon_\Phi)] = -jr_0^* \cdot \Sigma_{0s}^- + \Delta_s^0 \gamma_s \varepsilon_\delta \cdot \rho_s^*, \\ \sum_{n=-N_1}^{N_2} [F_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi) \cdot (j\Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \xi_n / \varepsilon_\Phi) + G_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi) \cdot (j\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n / \varepsilon_\Phi)] = 0, \end{cases} \quad (23)$$

где $s = \overline{-N_1, N_2}$, $N_{1,2} = (M-1)/2 - \operatorname{entire}(L \sin \varphi / \lambda_0)$, M — целое нечетное число;

$$F_n^- = F_n^- \cdot \exp(-j\xi_n \Phi), \quad G_n^- = G_n^- \cdot \exp(j\xi_n \Phi).$$

Если режим дифракции является одноволновым ($L \leq \lambda_0$, $\varphi \geq 0$), тогда в части пространственного спектра рассеянного поля, соответствующего поверхностным гармоникам, доминирует одна гармоника (-1) -го порядка, которая распространяется противоположно направлению скольжения дифрагирующей волны. Отыскав на основе решения (23) амплитуду (-1) -й гармоники, мы найдем отклик структуры на падающую волну.

Анализ частных случаев конфигурации структуры, представляющих интерес для микроволновых ПАДИ. Рассмотрим частные случаи конфигурации проанализированной многослойной гребенчатой структуры. Одним из перспективных вариантов геометрии является конфигурация, в которой зазор между ЩР и гребенкой отсутствует ($\Phi = 0$, $\varepsilon_\Phi = 1$), а гребенка содержит лишь одну канавку на периоде ($K = 1$), ширина которой (w_1) превышает ширину щелей ЩР (Ω). Если к тому же полагать, что щели ЩР располагаются непосредственно над раскрытиями канавок гребенки, а $\varepsilon_\delta = \varepsilon_h$, то обобщенная гребенчатая структура (рис. 1) вырождается в накрытую слоем диэлектрика металлическую гребенку с канавками, частично экранированными в плоскости раскрытия (рис. 2).

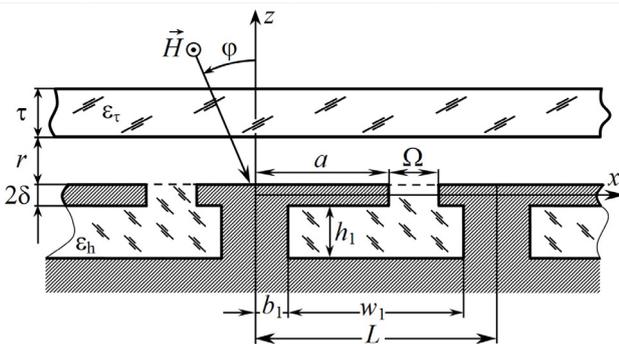


Рис. 2. Геометрия гребенчатой структуры с частично экранированными канавками

Придание канавкам формы частично закрытых резонансных полостей позволяет подбором их связи с надрешеточным пространством воздействовать на дисперсионные характеристики структуры, на вид

ее угло-частотной характеристики и характеристики излучения ПАДИ, реализованной на основе такой структуры [8]. Гребенчатая структура с частично экранированными канавками перспективна для реализации распределительно-излучающей системы ПАДИ со специальными характеристиками.

Рассмотрим следующий частный вариант геометрии многослойной гребенчатой структуры, показанной на рис. 1, при котором экранирующая гребенка заменена гладким металлическим экраном (рис. 3). Пусть зазор между ЩР и экраном по-прежнему заполнен диэлектриком ($\varepsilon_\Phi > 1$), а материальная среда в щелях ЩР соответствует сухому воздуху ($\varepsilon_\delta = 1$).

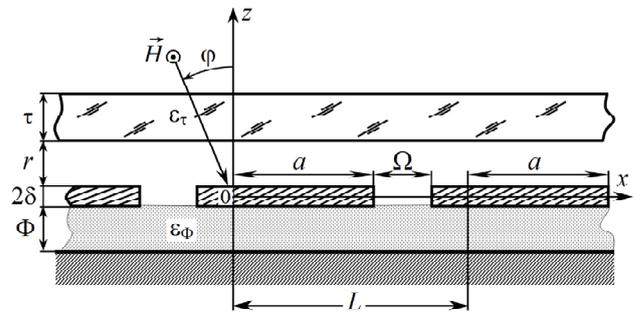


Рис. 3. Геометрия структуры "ПДВ - зазор - ЩР - диэлектрик - экран"

Для анализа конфигурации в виде ленточной решетки на экранированном слое диэлектрика, возбуждаемой ПДВ, может быть использована СЛАУ (23), в которой следует положить равной нулю глубину канавок гребенки ($K = 1$, $h_1 = 0$). Однако в целях снижения размерности решения задачи, как показано для сходной ситуации в [6], имеет смысл модифицировать СЛАУ (23).

Действительно, при наличии в плоскости $z = -\delta - \Phi$ идеально проводящего экрана H -компоненту поля дифракции в области 5 удобно представить так, чтобы обеспечить автоматическое равенство нулю касательной компоненты электрического поля:

$$H_y^{(5)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \cdot \cos[\xi_n(z + \delta + \Phi)] \cdot \exp(j\beta_n x).$$

Тогда функциональные уравнения (9), (10) принимают вид:

$$\sum_{m=0}^{\infty} (Q_m + P_m) \cdot f_m^{(2)}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \cdot \cos(\xi_n \Phi) \cdot \exp(j\beta_n x),$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} (Q_m - P_m) \cdot q_m \cdot f_m^{(2)}(x) =$$

$$= (-j/\epsilon_\Phi) \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \cdot \sin(\xi_n \Phi) \cdot \xi_n \cdot \exp(j\beta_n x),$$

откуда следует, что результирующая СЛАУ для геометрии, представленной на рис. 3, может быть получена из СЛАУ (23) заменой в первой и второй подсистемах суммы $F'_n + G'_n$ на $F_n \cdot \cos(\xi_n \Phi)$, а разности переменных $\epsilon_\delta \cdot (F'_n - G'_n)$ – соответственно на $-jF_n \cdot \sin(\xi_n \Phi)$ и отбрасыванием последней подсистемы. Тогда СЛАУ относительно комплексных амплитуд гармоник поля дифракции в области над структурой и в диэлектрическом слое между ЩР и экраном будет иметь вид:

$$\begin{cases} \sum_{n=-N_1}^{N_2} [A_n \cdot (j r_n \cdot \Sigma_{ns}^+ - \Delta_n^s \gamma_n \cdot \rho_n) + j F'_n \cdot (\Sigma_{ns}^+ + \Delta_n^s \xi_n \cdot \text{tg}(\xi_n \Phi) / \epsilon_\Phi)] = \\ = -j r_0^* \cdot \Sigma_{0s}^+ - \Delta_0^s \gamma_s \cdot \rho_s^*, \\ \sum_{n=-N_1}^{N_2} [A_n \cdot (j r_n \cdot \Sigma_{ns}^- + \Delta_n^s \gamma_n \cdot \rho_n) - j F'_n \cdot (\Sigma_{ns}^- - \Delta_n^s \xi_n \cdot \text{tg}(\xi_n \Phi) / \epsilon_\Phi)] = \\ = -j r_0^* \cdot \Sigma_{0s}^- + \Delta_0^s \gamma_s \cdot \rho_s^*, \end{cases} \quad (24)$$

где $F'_n = F_n \cdot \cos(\xi_n \Phi)$.

Для проектирования ПАДИ, реализованной на основе рассматриваемой структуры, разработана методика, содержащая элементы параметрического синтеза излучающего раскрыва и опирающаяся на численное моделирование в соответствии с (24). Методика позволяет не только определить оптимальную геометрию структуры (рис. 3), но и выполнить расчет степени клиновидности прицельного расстояния ПДВ, который, как известно, целесообразно размещать над решеткой с некоторым перекосом. Переменный зазор между диэлектрическим волноводом и решеткой обеспечивает более подходящее амплитудное распределение на раскрыве в отношении коэффициента использования его поверхности. Для оценки параметров зазора использован подход, заключающийся в расчете зависимости постоянной ослабления поверхностной волны от величины прицельного расстояния, выборе (в качестве рабочего) участка в пределах полученной характеристики и определении соответствующих его границам предельных значений зазора.

Конструкция микроволновой ПАДИ с апертурой на основе структуры “ПДВ - зазор - ЩР - диэлектрик - экран” представлена в двух проекциях на рис. 4. В качестве устройства возбуждения использована рупорно-щелевая антенна, описанная в [9].

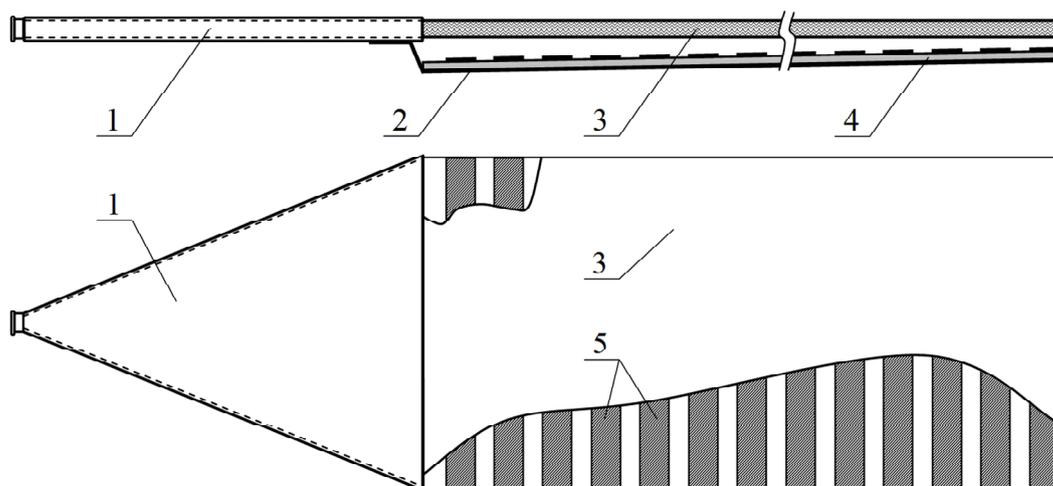


Рис. 4. Эскиз конструкции ПАДИ:

1 – устройство возбуждения, 2 – экран, 3 – ПДВ, 4 – слой диэлектрика, 5 – проводники ЩР

Заключение. На основе развитого подхода к анализу периодических многослойных гребенчатых структур реализована электродинамическая модель пространственного преобразования волн на структуре “ПДВ - зазор - ЩР - диэлектрик - гребенка”.

Продемонстрирована возможность электродинамического моделирования частных случаев конфигурации рассмотренной гребенчатой структуры, перспективных для реализации излучающего раскрыва ПАДИ.

Список литературы

1. Евдокимов А.П. Антенны дифракционного излучения // Физические основы приборостроения. — 2013. — Т. 2, №1. — С. 108-124.
2. Евдокимов А.П., Крыжановский В.В. Новое направление в технике антенных решеток // Известия вузов. Радиоэлектроника. — 1996. — Т. 39, №9-10. — С. 54-61.
3. Дифракция волн на решетках / В.П. Шестопапов, Л.Н. Литвиненко, С.А. Масалов, В.Г. Сологуб. — Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. — 278 с.
4. Останков А.В., Юдин В.И. Электродинамический метод анализа открытых металлодиэлектрических гребенчатых структур // Радиотехника. — 2012. — №2. — С. 31-37.
5. Моделирование рассеяния волн на щелевой решетке, экранированной периодической “гребенкой” со слоем диэлектрика / А.В. Останков, Ю.Г. Пастернак, О.И. Шерстюк, В.И. Юдин // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. — 2003. — Т. 6, №2. — С. 68-71.
6. Останков А.В., Кирпичева И.А. Расчет параметров решетки из проводящих лент на экранированном диэлектрическом волноводе для антенны дифракционного излучения // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки. — 2015. — №1-2. — С. 3-10.
7. Шестопапов, В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры. — Киев: Наук. думка, 1985. — 216 с.
8. Дифракционный анализ металлодиэлектрической гребенки с пазами, частично экранированными в области раскрыва / А.В. Останков, А.И. Климов, Ю.Г. Пастернак и др. // Радиотехника. — 2000. — №9. — С. 91-93.
9. Пастернак Ю.Г. Математическое моделирование, оптимизация и автоматизированное проектирование дифракционных и вибраторных мобильных антенных решеток / Под ред. В.И. Юдина. — Воронеж: Изд-во ВГТУ, 1999. — 257 с.