

Электродинамический расчет коэффициента отражения от 3D периодических структур на основе разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла в диапазоне СВЧ

Г.С. Макеева¹, О.А. Голованов², А.В. Полянсков²

¹ Пензенский государственный университет
440026, Российская Федерация, г. Пенза
ул. Красная, 40

² Пензенский артиллерийский инженерный институт
440005, Российская Федерация, Пензенская обл., г. Пенза-5
ПАИИ

С помощью разработанного проекционным методом вычислительного алгоритма проведено математическое моделирование дифракции ТЕМ-волны на периодических структурах из ориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при различных углах падения ТЕМ-волны в СВЧ-диапазоне.

Получены результаты вероятностного электродинамического расчета частотных зависимостей коэффициента отражения ТЕМ-волны от 3D периодических структур из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла в зависимости от угла поляризации волны и поперечного размера структуры.

Ключевые слова: коэффициент отражения, 3D периодические структуры, разориентированные полосы диэлектрика, нанослоем металла.

Введение

Перспективные радиопоглощающие материалы должны удовлетворять комплексу необходимых радиотехнических, механических, технологических и эксплуатационных требований [1]. Приоритетным требованием выступает поглощение электромагнитного излучения в широком диапазоне частот при минимальной толщине и массе поглощающей конструкции.

В современных зарубежных и отечественных разработках радиопоглощающих покрытий и материалов, в основном, используют традиционные электропроводящие дисперсные частицы (сажу, графит, металл), волокнистые и магнитные наполнители (углеродные, металлизированные, ферритовые пластины и порошки, карбонильное железо), применяемые отдельно и в комбинации [2].

Интеграция достижений в разработке линейных термопластичных полиэфиров, обладающих высокой прочностью, хорошей пластичностью, химической стойкостью и современных нанотехнологий, применяемых при вакуумном магнетронном напылении металлов, требует проведения более глубоких исследований возможности применения новых конструкционных

материалов и покрытий со специальными свойствами в радиопоглощающих структурах на их основе. Вследствие этого возникает актуальная задача математического моделирования электродинамических характеристик радиопоглощающих структур на основе таких металлизированных диэлектриков в зависимости от геометрии структуры и параметров слоев в СВЧ диапазоне с целью получения четких практических рекомендаций по их дальнейшей разработке и применению [3].

1. Детерминированная модель (проекционная модель в интегральной форме)

На первом этапе рассмотрим 3D задачу дифракции электромагнитной волны на 3D периодической структуре из ориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла (рис. 1).

Пусть на 3D-структуру из полос диэлектрика с нанослоем металла (рис. 2) падает плоская однородная волна (ТЕМ-волна) с напряженностью электрического и магнитного поля (\vec{E}_0, \vec{H}_0).

Направление волнового процесса определяется углами ориентации α и β (рис. 2, б). Поле падающей ТЕМ-волны \vec{E}_0, \vec{H}_0 и поле дифракции в

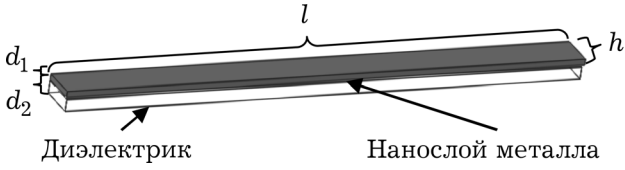


Рис. 1. Полоска диэлектрика с нанослоем металла

3D периодической структуре подчинены теореме Флоке в форме [4–5]:

$$\begin{cases} \vec{E}(x + a_0, y, z) = \vec{E}(x, y, z) \exp(i\varphi_x), \\ \vec{H}(x + a_0, y, z) = \vec{H}(x, y, z) \exp(i\varphi_x), \\ \vec{E}(x, y + b_0, z) = \vec{E}(x, y, z) \exp(i\varphi_y), \\ \vec{H}(x, y + b_0, z) = \vec{H}(x, y, z) \exp(i\varphi_y), \end{cases} \quad (1)$$

где Γ – постоянные распространения падающей волны; $\varphi_x = \Gamma a_0 \cos \alpha_0$, $\varphi_y = \Gamma b_0 \cos \beta_0$ – фазовые сдвиги; α_0, β_0 – углы ориентации направления распространения волнового процесса (рис. 2, б).

Пространственная ячейка 3D периодической структуры (рис. 2, а) рассматривается как прямоугольный волновод, на стенках которого выполняются граничные условия типа (1), причем фазовые сдвиги φ_x и φ_y определяются, исходя из ориентации плоской однородной волны, падающей на структуру, в свободном пространстве. Такой волновод называют Флоке-каналом [6].

Ячейка 3D периодической структуры с геометрическими размерами a, b, c , заполненная полосами диэлектрика с нанослоем металла, помещается во Флоке-канал (рис. 2, в). Задача дифракции ТЕМ-волны на периодической 3D структуре (рис. 2) сводится к задаче дифракции в канале Флоке на неоднородности в виде ячейки периодической структуры, заполненной полосами диэлектрика с нанослоем металла (рис. 2, в). На входное сечение S_1 в канале Флоке (рис. 2, в) падает ТЕМ-волна с единичной амплитудой равной $c_{пад}^+$. Неизвестными являются амплитуды отраженной и прошедшей волн $c_{отр}^-$, $c_{пр}^+$, которые определяются из решения краевой задачи дифракции для уравнений Максвелла.

Решать задачу дифракции будем на основе декомпозиционного подхода [7], который предусматривает выделение автономного блока (АБ) (рис. 3), из которых «собирается» краевая задача.

Основой построения вычислительного алгоритма является универсальный АБ – модель элементарной ячейки периодической структуры (рис. 3).

Универсальный АБ (рис. 3), содержащий отрезок канала Флоке с неоднородным заполнением в виде полоски диэлектрика с нанослоем

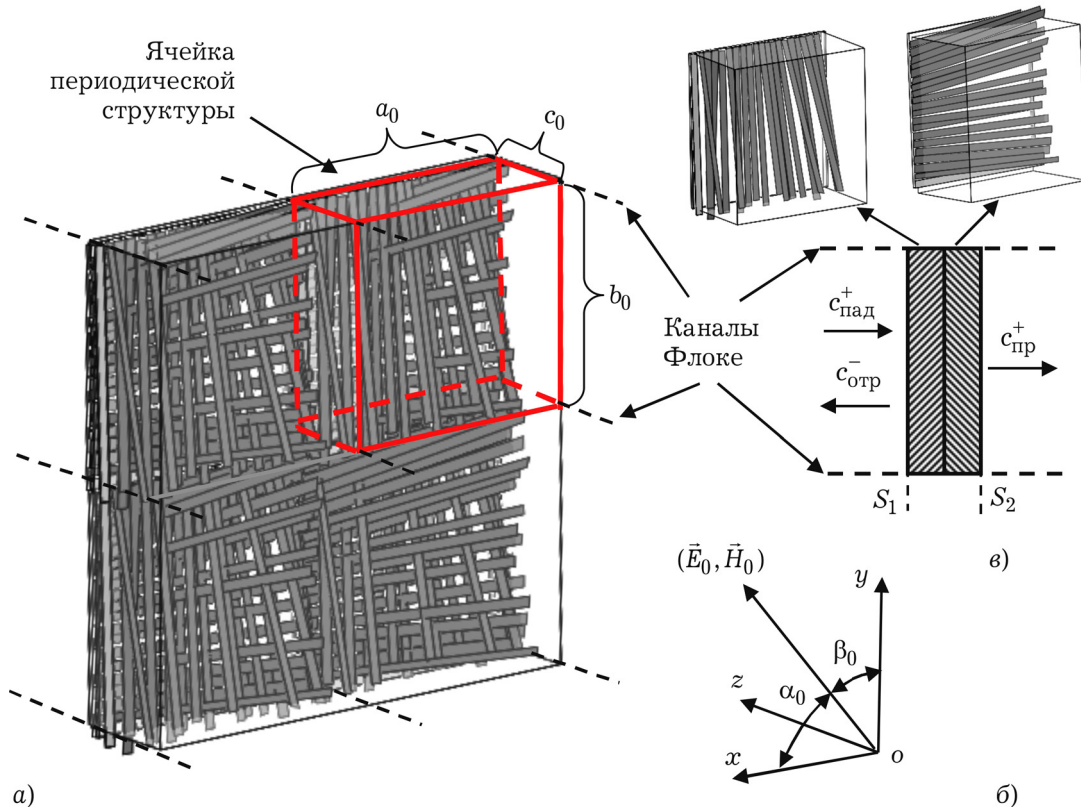


Рис. 2. Дифракция ТЕМ-волны на 3D периодической структуре на основе полос диэлектрика с нанослоем металла: а) ячейка периодической структуры; б) направление распространение и ориентация векторов напряженности электрического и магнитного плоской однородной волны; в) канал Флоке с неоднородностью в виде ячейки периодической структуры

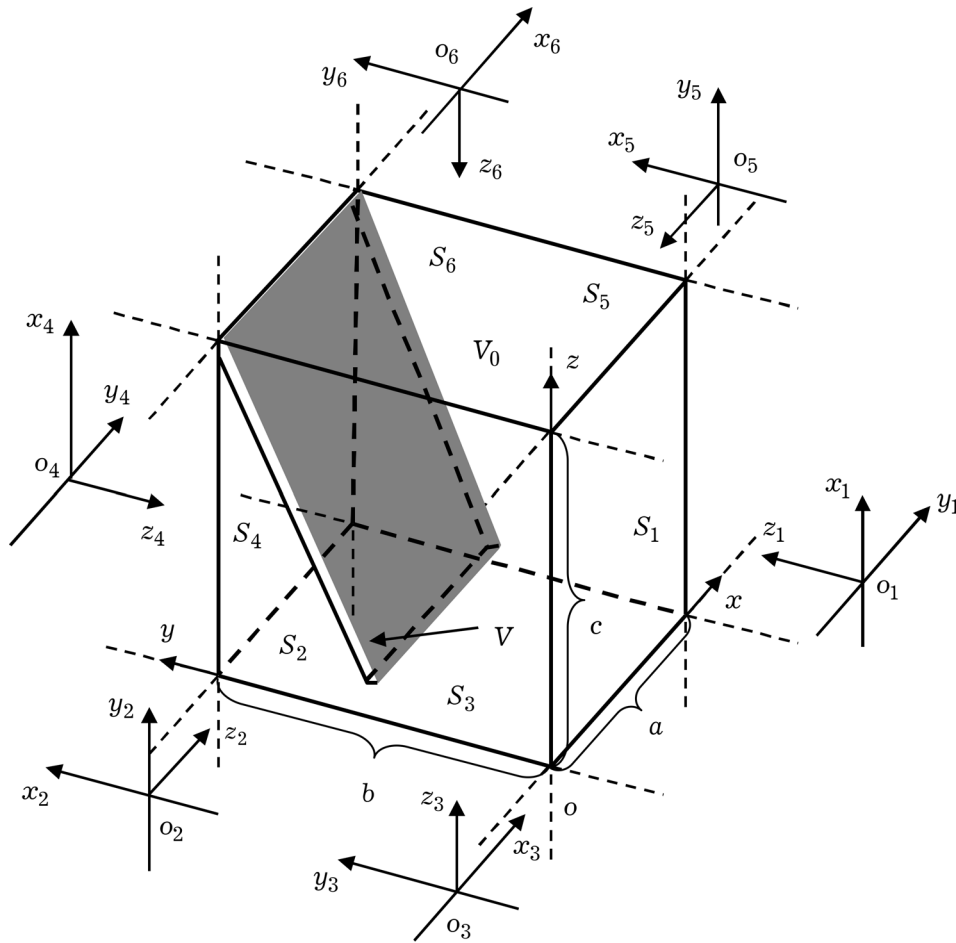


Рис. 3. Универсальный автономный блок (волноводный трансформатор) в виде прямоугольного параллелепипеда с каналами Флоке на гранях: V_0 – основная область; $V = V_1 \cup V_2$ – включение в виде полоски диэлектрика (V_2), с нанослоем металла (V_1); $\{o_\alpha, x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha\}$ ($\alpha = 1, 2, \dots, 6$) – локальные системы координат для граней параллелепипеда (входных сечений S_α)

металла, будем рассматривать как волноводный трансформатор [4].

Этот волноводный трансформатор (рис. 4) состоит из основной области V_0 в виде прямоугольного параллелепипеда с присоединенными волновыми каналами Флоке (штриховые линии), которые граничат с основной областью V_0 поперечными входными сечениями S_1, S_2, \dots, S_6 , являющимися гранями параллелепипеда. В основной области находится включение объемом V в виде полоски диэлектрика с нанослоем металла.

Электромагнитное поле в основной области V_0 представляется в системе координат $\{o, x, y, z\}$. Касательные составляющие электрических и магнитных полей на входных сечениях S_1, S_2, \dots, S_6 (гранях) представляются в системе локальных координат $\{o_\alpha, x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha\}$, $\alpha = 1, 2, \dots, 6$, а сечениях S_1 и S_2 введены локальные системы координат.

Построим вычислительный алгоритм определения матрицы проводимости \mathbf{Y} для канала Флоке с заполнением в виде полоски диэлектрика с нанослоем металла. Для этого применим проекционный метод Бубнова – Галеркина [8].

Сформулируем краевую 3D задачу дифракции для АБ, содержащего полоску диэлектрика с нанослоем металла, и виртуальными каналами Флоке на входных сечениях S_1 и S_2 (рис. 3). Электромагнитное поле в области АБ удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega \epsilon_0 \epsilon_\alpha \vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega \mu_0 \mu_\alpha \vec{H}, \\ \text{в области } V_1: \epsilon_\alpha &= 1 - i\sigma_s / \omega d_1, \mu_\alpha = 1; \\ \text{в области } V_2: \epsilon_\alpha &= \epsilon_2, \mu_\alpha = 1; \\ \text{в области } V_0 - V_1 - V_2: \epsilon_\alpha &= 1, \mu_\alpha = 1, \end{aligned} \quad (2)$$

на гранях параллелепипеда условию неасимптотического излучения:

$$\int_{S_\alpha} (\vec{e}_{k(\alpha)} \times \vec{H}_{k(\alpha)}^* \cdot d\vec{S}_\alpha = b_{k(\alpha)}. \quad (3)$$

Построим проекционную модель в интегральной форме [10] для системы дифференциальных уравнений (5), (6).

Запишем уравнения Максвелла (5), (6) в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega \epsilon_0 \epsilon_\alpha \vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega \mu_0 \mu_\alpha \vec{H}, \end{aligned} \quad (4)$$

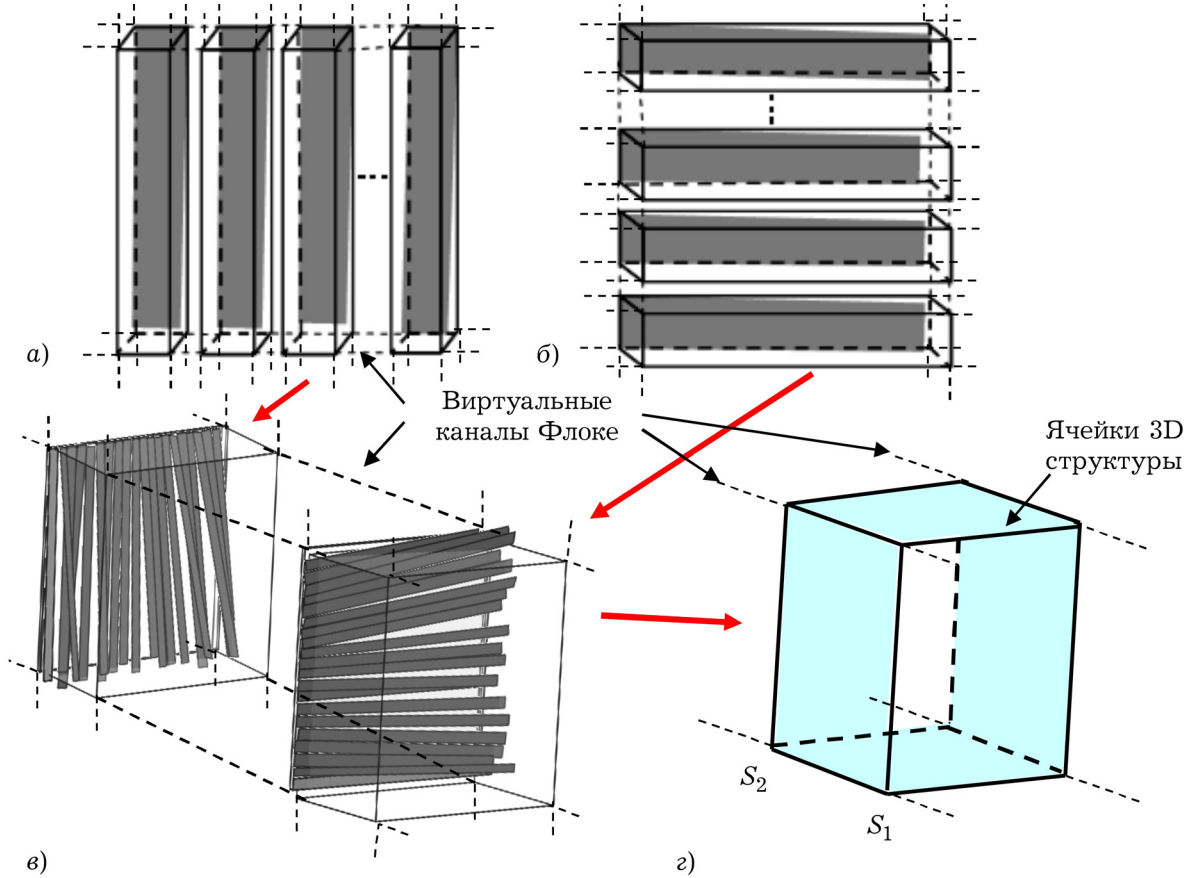


Рис. 4. Объединение (рекомпозиция) АБ при решении задачи дифракции в канале Флоке на неоднородности в виде ячейки периодической структуры: а) рекомпозиция системы вертикальных полосок; б) рекомпозиция системы горизонтальных полосок; в) рекомпозиция ячейки периодической 3D структуры; г) рекомпозиционный АБ

где $\varepsilon_a = \varepsilon_b$, $\mu_a = \mu_b$ в области V ; $\varepsilon_a = \varepsilon_0$, $\mu_a = \mu_0$ в области $V_0 - V$ (рис. 3, а).

В качестве проекционного базиса используются собственные функции краевой задачи для прямоугольного резонатора:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H}_k &= i \omega_k \varepsilon_0 \varepsilon_1 \vec{E}_k; \\ \text{rot } \vec{E}_k &= -i \omega_k \mu_0 \mu_1 \vec{H}_k, \end{aligned} \quad (5)$$

с однородно-периодическими граничными условиями на стенках [11].

Запишем уравнения (5) относительно комплексно-сопряженных функций:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H}_k^* &= -i \omega_k \varepsilon_0 \vec{E}_k^*; \\ \text{rot } \vec{E}_k^* &= i \omega_k \mu_0 \vec{H}_k^*. \end{aligned} \quad (6)$$

Из уравнений (4) и (5) составим линейную комбинацию уравнений следующего вида:

$$\begin{aligned} \vec{E}_k^* \cdot \text{rot } \vec{H} - \vec{H} \cdot \text{rot } \vec{E}_k^* &= \\ = i \omega \varepsilon_0 \varepsilon_a \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* - i \omega_k \mu_0 \vec{H} \cdot \vec{H}_k^*, \\ \vec{E} \cdot \text{rot } \vec{H}_k^* - \vec{H}_k^* \cdot \text{rot } \vec{E} &= \\ = -i \omega_k \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* + i \omega \mu_0 \mu_a \vec{H} \cdot \vec{H}_k^*. \end{aligned} \quad (7)$$

Применяя тождество $\vec{b} \text{rot } \vec{a} - \vec{a} \text{rot } \vec{b} = \text{div} (\vec{a} \times \vec{b})$ и формулу Остроградского – Гаусса, получа-

ем из (2) проекционную модель в интегральной форме:

$$\begin{aligned} \oint_{S_\Sigma} (\vec{H} \times \vec{E}_k^*) \cdot d\vec{S} &= \\ = i \omega \varepsilon_0 \int_{V_0} \varepsilon_a \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV - i \omega_k \mu_0 \int_{V_0} \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV, \\ \oint_{S_\Sigma} (\vec{E} \times \vec{H}_k^*) \cdot d\vec{S} &= \\ = -i \omega \mu_0 \int_{V_0} \mu_a \vec{H} \cdot \vec{H}_k^* dV + i \omega_k \varepsilon_0 \int_{V_0} \vec{E} \cdot \vec{E}_k^* dV, \end{aligned} \quad (8)$$

$k = 1, 2, \dots,$

где $S_\Sigma = S_1 \cup S_2$; $\varepsilon_a = \varepsilon_b$, $\mu_a = \mu_b$ в области V ; $\varepsilon_a = \varepsilon_0$, $\mu_a = \mu_0$ в области $V_0 - V$.

Решение системы уравнений (8) ищем в виде рядов Фурье по системам функций $\{\vec{E}_n\}$, $\{\vec{H}_n\}$ (собственные функции прямоугольного резонатора), $\{\vec{e}_{l(\beta)}\}$, $\{\vec{h}_{l(\beta)}\}$ (собственные функции каналов Флоке) [9].

В области V_0 (рис. 4):

$$\vec{E} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{a}_n \vec{E}_n, \quad \vec{H} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{b}_n \vec{H}_n. \quad (9)$$

На входных сечениях S_1 и S_2 (рис. 4):

$$\vec{E}_\beta = \sum_{l=1}^{\infty} a_{l(\beta)} \vec{e}_{l(\beta)}, \quad \vec{H}_\beta = \sum_{l=1}^{\infty} b_{l(\beta)} \vec{h}_{l(\beta)}, \quad \beta = 1, 2. \quad (10)$$

Подставляя (9), (10) в (8) и (10) в (3), учитывая при этом нормировки [10], получаем следующую систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$\begin{cases} \mathbf{N} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{a}} - \mathbf{B} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{M} \cdot \mathbf{b} - \mathbf{A} \cdot \tilde{\mathbf{a}} - \mathbf{d} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = 0, \\ \mathbf{U} \cdot \tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{b}, \end{cases} \quad (11)$$

где \mathbf{N} , \mathbf{d} , \mathbf{B} , \mathbf{M} , \mathbf{A} , \mathbf{U} – матрицы с элементами:

$$N_{kl(\beta)} = \int_{S_\beta} (\vec{e}_{l(\beta)} \times \vec{H}_k^*) \cdot d\vec{S}_\beta;$$

$$d_{kn} = i \omega_k \delta_{kn};$$

$$B_{kn} = i \omega \delta_{kn} + i \omega \mu_0 (\mu_b - 1) \int_V (\vec{H}_n \cdot \vec{H}_k^*) dV;$$

$$M_{kl(\beta)} = \int_{S_\beta} (\vec{h}_{l(\beta)} \times \vec{E}_k^*) \cdot d\vec{S}_\beta;$$

$$A_{kn} = i \omega \delta_{kn} + i \omega \varepsilon_0 (\varepsilon_2 - 1) \int_V (\vec{E}_n \cdot \vec{E}_k^*) dV;$$

$$U_{q(\alpha)n} = \int_{S_\alpha} (\vec{e}_{q(\alpha)} \times \vec{H}_n^*) \cdot d\vec{S}_\alpha;$$

$$\alpha, \beta = 1, 2; \quad k, n = 1, 2, \dots, N; \quad q, l = 1, 2, \dots, L.$$

Здесь N , L – число базисных функций, учтенных в объеме V_0 и на входных сечениях S_1 , S_2 , соответственно.

Векторы $\tilde{\mathbf{a}}$, $\tilde{\mathbf{b}}$, \mathbf{a} , \mathbf{b} (11) составлены из коэффициентов $\{\tilde{a}_n\}$, $\{\tilde{b}_n\}$ и $\{a_{l(\beta)}\}$, $\{b_{l(\beta)}\}$ рядов Фурье (9) и (10), соответственно.

Исключая векторы $\tilde{\mathbf{a}}$, $\tilde{\mathbf{b}}$ из СЛАУ (11), получаем следующее матричное уравнение:

$$\mathbf{b} = \left((\mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} - \mathbf{I})^{-1} \cdot \mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{N} \right) \cdot \mathbf{a}, \quad (12)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{d} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{B}$, \mathbf{I} – единичная матрица.

Из матричного уравнения (12) следует матрица проводимости \mathbf{Y} универсального АБ с включением в виде полоски диэлектрика с нанослоем металла и каналами Флоке на входных сечениях (рис. 3):

$$\mathbf{Y} = (\mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} - \mathbf{I})^{-1} \cdot \mathbf{U} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{N}, \quad (13)$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{d} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{d}^{-1} \cdot \mathbf{B}$, \mathbf{I} – единичная матрица.

Универсальные АБ (рис. 3) объединяются по виртуальным каналам Флоке в АБ с системой вертикально расположенных полосок (рис. 4, а) и АБ с системой горизонтально расположенных полосок (рис. 4, б).

Матрицы проводимости этих АБ получены в терминах каналов Флоке универсальных АБ (рис. 3).

$$\mathbf{Y} = \mathbf{Y}^{\alpha\alpha} - \left(\mathbf{Y}^{\alpha\beta} + \mathbf{Y}^{\alpha\gamma} \right) \cdot \left(\mathbf{Y}^{\beta\beta} + \mathbf{Y}^{\gamma\gamma} \right)^{-1} \cdot \left(\mathbf{Y}^{\gamma\alpha} + \mathbf{Y}^{\beta\alpha} \right). \quad (14)$$

Вычислительный алгоритм рекомпозиции матриц проводимости АБ с каналами Флоке строится на основе матричного выражения (14).

Для построения рекомпозиционного алгоритма необходимо матрицы проводимости АБ (рис. 5), записанные в системе виртуальных каналов Флоке универсального АБ, преобразовать в матрицы проводимости в системе виртуальных каналов Флоке рекомпозиционного параллелепипеда.

Рекомпозиционные АБ будем рассматривать как волноводные трансформаторы с входными сечениями S_1 , S_2 , ..., S_6 (рис. 5), к которым присоединены каналы Флоке.

Объединим каналы Флоке универсальных АБ, принадлежащие входным сечениям S_1 , S_2 , ..., S_6 (рис. 5), и запишем матрицу проводимости, используя клеточную форму

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}^{11} & \mathbf{Y}^{12} & \dots & \mathbf{Y}^{16} \\ \mathbf{Y}^{21} & \mathbf{Y}^{22} & \dots & \mathbf{Y}^{26} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{Y}^{61} & \mathbf{Y}^{62} & \dots & \mathbf{Y}^{66} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Каждая клетка матрицы \mathbf{Y} имеет структуру:

$$\mathbf{Y}^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{11}^{\alpha\beta} & \mathbf{Y}_{12}^{\alpha\beta} & \dots & \mathbf{Y}_{1,N_\beta}^{\alpha\beta} \\ \mathbf{Y}_{21}^{\alpha\beta} & \mathbf{Y}_{22}^{\alpha\beta} & \dots & \mathbf{Y}_{2,N_\beta}^{\alpha\beta} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{Y}_{N_\alpha,1}^{\alpha\beta} & \mathbf{Y}_{N_\alpha,2}^{\alpha\beta} & \dots & \mathbf{Y}_{N_\alpha,N_\beta}^{\alpha\beta} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

($\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$),

где N_α , N_β – число граней универсальных АБ на входных сечениях S_α , S_β ($\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$) (рис. 5).

Каждая клетка матрицы \mathbf{Y}^{ab} является многомодовой, ее элементы обозначим $Y_{l(k)m(n)}^{\alpha\beta}$, l – номер универсального АБ, грань которого находится на входном сечении S_α ($l = 1, 2, \dots, N_\alpha$; $\alpha = 1, 2, \dots, 6$); t – номер универсального АБ, грань которого находится на входном сечении S_β ($m = 1, 2, \dots, N_\beta$; $\beta = 1, 2, \dots, 6$); k – номер типа волны в канале Флоке (на грани) универсального АБ с номером l на входном сечении S_α ; n – номер типа волны в канале Флоке

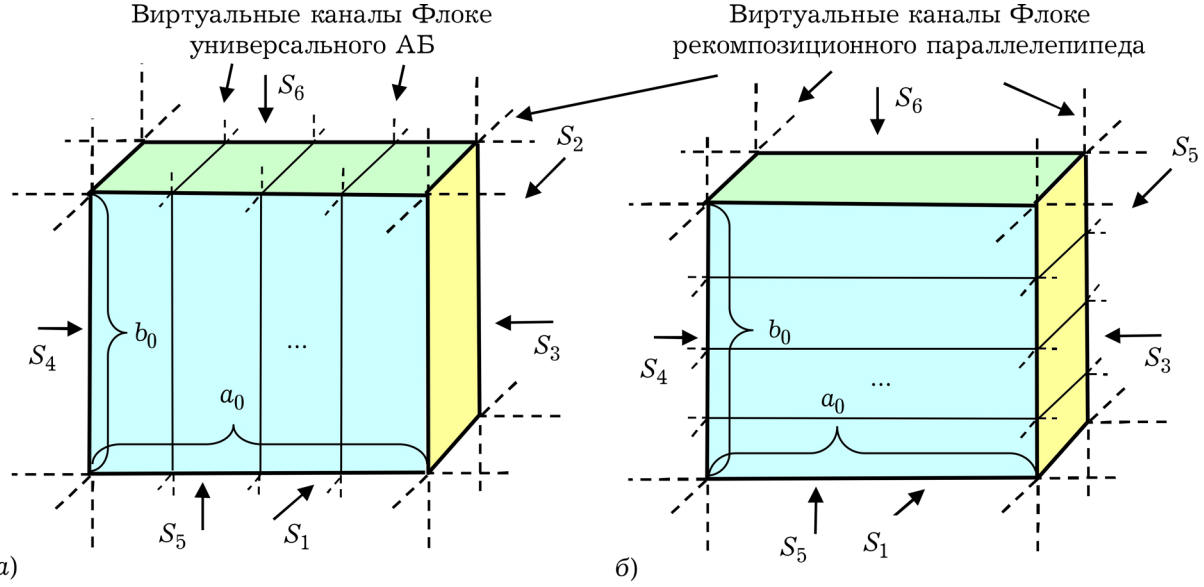


Рис. 5. Реконпозиционные автономные блоки с каналами Флоке: а) АБ с системой вертикальных полосок; б) АБ с системой горизонтальных полосок; S_1, S_2, \dots, S_6 – входные сечения блоков

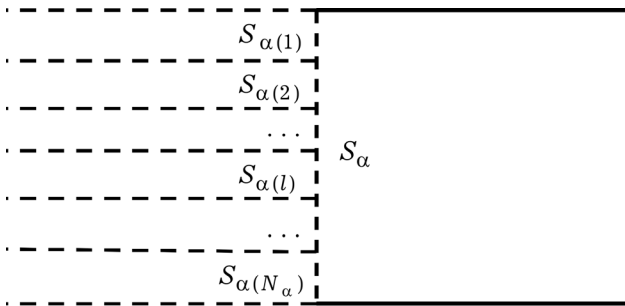


Рис. 6. Расчленение входного сечения волноводного трансформатора гранями универсальных АБ: $S_{\alpha(l)}$ – грань АБ с номером l на входном сечении S_{α} ; N_{α} – число граней на S_{α}

(на грани) универсального АБ с номером m на входном сечении S_{β} .

На рис. 6 показано расчленение одного из входных сечений S_{α} волноводного трансформатора, гранями универсальных АБ, которые являются виртуальными каналами Флоке.

Поперечное электромагнитное поле на каждом входном сечении S_{α} можно разложить в ортогональные ряды Фурье

$$\vec{E}_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} a_{k(\alpha)} \vec{e}_{k(\alpha)}; \quad \vec{H}_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} b_{k(\alpha)} \vec{h}_{k(\alpha)}, \quad (17)$$

где $\vec{e}_{k(\alpha)}$, $\vec{h}_{k(\alpha)}$ – поперечные компоненты собственных волн волновых каналов волноводного трансформатора. Это поперечное поле можно разложить в ряд Фурье (по областям), используя собственные волны каналов Флоке универсальных АБ:

$$\vec{E}_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} a_{k(\alpha)l} \vec{e}_{k(\alpha)l}; \quad \vec{H}_{\alpha} = \sum_{k=1}^{\infty} b_{k(\alpha)l} \vec{h}_{k(\alpha)l}, \quad (18)$$

$l = 1, 2, \dots, N_{\alpha}$,

где $\vec{e}_{k(\alpha)l}$, $\vec{h}_{k(\alpha)l}$ – поперечные компоненты собственных волн каналов Флоке; l – номер АБ, грань которого находится на входном сечении S_{α} .

Проектируя выражения (17) и (18) на базисы $\{\vec{e}_{n(\beta)}, \vec{h}_{n(\beta)}\}$, $\{\vec{e}_{n(\beta)m}, \vec{h}_{n(\beta)m}\}$ и учитывая $S_{\beta} = S_{\beta(1)} \cup S_{\beta(2)} \cup \dots \cup S_{\beta(m)} \cup \dots \cup S_{\beta(N_p)}$, получаем следующие СЛАУ:

$$a_{k(\alpha)} = \sum_{\beta=1}^P \sum_{m=1}^{N_{\beta}} \sum_{k=1}^{\infty} M_{k(\alpha),n(\beta)m} a_{n(\beta)m}; \quad (19)$$

$$b_{k(\alpha)} = \sum_{\beta=1}^P \sum_{m=1}^{N_{\beta}} \sum_{k=1}^{\infty} N_{k(\alpha),n(\beta)m} b_{n(\beta)m}; \quad (20)$$

$$a_{k(\alpha)l} = \sum_{\beta=1}^P \sum_{k=1}^{\infty} P_{k(\alpha)l,n(\beta)} a_{n(\beta)}; \quad (21)$$

$$b_{k(\alpha)l} = \sum_{\beta=1}^P \sum_{k=1}^{\infty} Q_{k(\alpha)l,n(\beta)} b_{n(\beta)}, \quad (22)$$

($\alpha = 1, 2, \dots, P$; $l = 1, 2, \dots, N_{\alpha}$; $k = 1, 2, \dots$).

Коэффициенты в СЛАУ (19)–(20) определяются следующим образом:

$$M_{k(\alpha),n(\beta)m} = \delta_{\alpha\beta} \int_{S_{\beta(m)}} \left(\vec{e}_{k(\alpha)l} \times \vec{h}_{n(\beta)}^* \right) d\vec{S}_{\beta(m)};$$

$$N_{k(\alpha),n(\beta)m} = -\delta_{\alpha\beta} \int_{S_{\beta(m)}} \left(\vec{h}_{k(\alpha)l}^* \times \vec{e}_{n(\beta)} \right) d\vec{S}_{\beta(m)};$$

$$P_{k(\alpha)l,n(\beta)} = \delta_{\alpha\beta} \int_{S_{\alpha(l)}} \left(\vec{e}_{k(\alpha)l} \times \vec{h}_{n(\beta)m}^* \right) d\vec{S}_{\alpha(l)};$$

$$Q_{k(\alpha)l,n(\beta)} = -\delta_{\alpha\beta} \int_{S_{\alpha(l)}} \left(\vec{h}_{k(\alpha)l}^* \times \vec{e}_{n(\beta)m} \right) d\vec{S}_{\alpha(l)},$$

где

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 1, & \alpha = \beta; \\ 0, & \alpha \neq \beta. \end{cases}$$

Запишем системы линейных алгебраических уравнений (19)–(22) в матричной форме

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= \mathbf{M} \cdot \mathbf{a}^\Phi; & \mathbf{b} &= \mathbf{N} \cdot \mathbf{b}^\Phi; \\ \mathbf{a}^\Phi &= \mathbf{P} \cdot \mathbf{a}; & \mathbf{b}^\Phi &= \mathbf{Q} \cdot \mathbf{b}, \end{aligned} \quad (23)$$

где матрицы \mathbf{M} , \mathbf{N} , \mathbf{P} , \mathbf{Q} имеют блочно-диагональную структуру по входным сечениям волноводного трансформатора.

Компонентами векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{a}^Φ , \mathbf{b}^Φ являются соответственно коэффициенты $a_{k(\alpha)}$, $b_{k(\alpha)}$, $a_{k(\alpha)l}$, $b_{k(\alpha)l}$ рядов Фурье (17), (18). Из матричных выражений (23) получаем:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= (\mathbf{M} \cdot \mathbf{P}) \cdot \mathbf{a}; & \mathbf{b} &= (\mathbf{N} \cdot \mathbf{Q}) \cdot \mathbf{b}; \\ \mathbf{a}^\Phi &= (\mathbf{P} \cdot \mathbf{M}) \cdot \mathbf{a}^\Phi; & \mathbf{b}^\Phi &= (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{N}) \cdot \mathbf{b}^\Phi. \end{aligned} \quad (24)$$

Матрица проводимости \mathbf{Y} рекомпозиционного АБ записана в базисах собственных волн каналов Флоке универсальных АБ

$$\mathbf{Y} \cdot \mathbf{a}^\Phi = \mathbf{b}^\Phi \quad (25)$$

и скомпонована в соответствии с векторами \mathbf{a}^Φ и \mathbf{b}^Φ . Подставляя третье и четвертое матричные уравнения из (23) в уравнение (25), получаем

$$\mathbf{Y} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{b}.$$

Умножим слева это матричное уравнение на матрицу \mathbf{N}

$$\mathbf{N} \cdot \mathbf{Y} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{b},$$

и учитывая (24), получаем

$$\mathbf{Y}^\Sigma \cdot \mathbf{a} = \mathbf{b}, \quad (26)$$

где $\mathbf{Y}^\Sigma = \mathbf{N} \cdot \mathbf{Y} \cdot \mathbf{P}$.

Матрица \mathbf{Y}^Σ является матрицей проводимости рекомпозиционного АБ, которая записана в базисах собственных волн каналов Флоке рекомпозиционных параллелепипедов.

Фазовые сдвиги φ_{x_α} , φ_{y_α} в каналах Флоке универсальных АБ можно выбирать произвольно ($\varphi_{x_\alpha} = \varphi_{y_\alpha} = 0$, $\alpha = 1, 2, \dots, 6$). Фазовые сдвиги в каналах Флоке рекомпозиционных АБ (рис. 5, а, б) на входных сечениях S_3 , S_4 , S_5 , S_6 берем: $\varphi_{x_3} = \varphi_{x_4} = 0$, $\varphi_{x_5} = \varphi_{x_6} = 0$. На входных сечениях S_1 , S_2 фазовые сдвиги в каналах Флоке выбираем в соответствии с направлением распространения падающей ТЕМ-волны (рис. 2): $\varphi_{x_{1,2}} = \Gamma a_0 \cos \alpha_0$, $\varphi_{y_{1,2}} = \Gamma b_0 \cos \beta_0$, где Γ – постоянная распространения падающей волны; α_0 , β_0 – углы ориентации направления распространения волнового процесса относительно 3D периодической структуры.

Поле падающей ТЕМ-волны и поле дифракции в 3D периодической структуре (рис. 2) подчинены теореме Флоке:

$$\bar{\mathbf{E}}(x+a, y, z) = \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) \exp(i\varphi_x),$$

$$\bar{\mathbf{H}}(x+a, y, z) = \bar{\mathbf{H}}(x, y, z) \exp(i\varphi_x),$$

$$\bar{\mathbf{E}}(x, y+b, z) = \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) \exp(i\varphi_y),$$

$$\bar{\mathbf{H}}(x, y+b, z) = \bar{\mathbf{H}}(x, y, z) \exp(i\varphi_y)$$

следовательно, граничные условия на гранях S_3 , S_4 , S_5 , S_6 рекомпозиционных параллелепипедов (рис. 5) должны быть такими же, как на стенках каналов Флоке, присоединенных к граням S_1 , S_2 :

$$\bar{\mathbf{E}}\left(-\frac{a_0}{2}, y\right) = \bar{\mathbf{E}}\left(\frac{a_0}{2}, y\right) \exp(-i\varphi_x),$$

$$\bar{\mathbf{H}}\left(-\frac{a_0}{2}, y\right) = \bar{\mathbf{H}}\left(\frac{a_0}{2}, y\right) \exp(-i\varphi_x),$$

$$\bar{\mathbf{E}}\left(x, -\frac{b_0}{2}\right) = \bar{\mathbf{E}}\left(x, \frac{b_0}{2}\right) \exp(-i\varphi_y),$$

$$\bar{\mathbf{H}}\left(x, -\frac{b_0}{2}\right) = \bar{\mathbf{H}}\left(x, \frac{b_0}{2}\right) \exp(-i\varphi_y).$$

(27)

Запишем матричное выражение (26) для матрицы проводимости \mathbf{Y}^Σ в клеточной форме с учетом входных сечений S_1 , S_2 , S_3 , S_4 , S_5 , S_6 :

$$\mathbf{Y}_{11}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{12}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{13}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{14}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{15}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{16}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_1,$$

$$\mathbf{Y}_{21}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{22}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{23}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{24}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{25}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{26}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_2,$$

$$\mathbf{Y}_{31}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{32}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{33}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{34}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{35}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{36}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_3,$$

$$\mathbf{Y}_{41}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{42}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{43}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{44}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{45}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{46}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_4,$$

$$\mathbf{Y}_{51}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{52}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{53}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{54}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{55}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{56}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_5,$$

$$\mathbf{Y}_{61}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \mathbf{Y}_{62}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \mathbf{Y}_{63}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_3 + \mathbf{Y}_{64}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_4 +$$

$$+ \mathbf{Y}_{65}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \mathbf{Y}_{66}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 = \mathbf{b}_6.$$

(28)

Граничные условия (27) в матричной форме имеют вид:

$$\mathbf{a}_3 = \exp(-i\varphi_x) \mathbf{a}_4, \quad \mathbf{b}_3 = -\exp(-i\varphi_x) \mathbf{b}_4, \quad (29)$$

$$\mathbf{a}_5 = \exp(-i\varphi_y) \mathbf{a}_6, \quad \mathbf{b}_5 = -\exp(-i\varphi_y) \mathbf{b}_6. \quad (30)$$

Наложим граничное условие (29), для этого (29) подставим в (28) и исключим из СЛАУ век-

торы $\mathbf{a}_3, \mathbf{a}_4, \mathbf{b}_3, \mathbf{b}_4$. После несложных преобразований получаем матрицу проводимости рекомпозиционных АБ с граничным условием (29) на входных сечениях S_3, S_4 :

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{Y}}^\Sigma = & \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{11}^\Sigma & \mathbf{Y}_{12}^\Sigma & \mathbf{Y}_{15}^\Sigma & \mathbf{Y}_{16}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{21}^\Sigma & \mathbf{Y}_{22}^\Sigma & \mathbf{Y}_{25}^\Sigma & \mathbf{Y}_{26}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{51}^\Sigma & \mathbf{Y}_{52}^\Sigma & \mathbf{Y}_{55}^\Sigma & \mathbf{Y}_{56}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{61}^\Sigma & \mathbf{Y}_{62}^\Sigma & \mathbf{Y}_{65}^\Sigma & \mathbf{Y}_{66}^\Sigma \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{13}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\mathbf{Y}_{14}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{23}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\mathbf{Y}_{24}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{53}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\mathbf{Y}_{54}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{63}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\mathbf{Y}_{64}^\Sigma \end{pmatrix} \\ & \cdot \left(\mathbf{Y}_{33}^\Sigma + \mathbf{Y}_{44}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\mathbf{Y}_{34}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\mathbf{Y}_{43}^\Sigma \right)^{-1} \cdot (31) \\ & \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{31}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\mathbf{Y}_{41}^\Sigma & \mathbf{Y}_{32}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\mathbf{Y}_{42}^\Sigma \\ \mathbf{Y}_{55}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\mathbf{Y}_{45}^\Sigma & \mathbf{Y}_{56}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\mathbf{Y}_{46}^\Sigma \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Запишем матричное выражение (31) для матрицы проводимости $\bar{\mathbf{Y}}^\Sigma$ в клеточной форме с учетом входных сечений S_1, S_2, S_5, S_6 :

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{Y}}_{11}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \bar{\mathbf{Y}}_{12}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \bar{\mathbf{Y}}_{15}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \bar{\mathbf{Y}}_{16}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 &= \mathbf{b}_1, \\ \bar{\mathbf{Y}}_{21}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \bar{\mathbf{Y}}_{22}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \bar{\mathbf{Y}}_{25}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \bar{\mathbf{Y}}_{26}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 &= \mathbf{b}_2, \\ \bar{\mathbf{Y}}_{51}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \bar{\mathbf{Y}}_{52}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \bar{\mathbf{Y}}_{55}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \bar{\mathbf{Y}}_{56}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 &= \mathbf{b}_5, \\ \bar{\mathbf{Y}}_{61}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_1 + \bar{\mathbf{Y}}_{62}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_2 + \bar{\mathbf{Y}}_{65}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_5 + \bar{\mathbf{Y}}_{66}^\Sigma \cdot \mathbf{a}_6 &= \mathbf{b}_6. \end{aligned} \quad (32)$$

Наложим граничное условие (30), для этого подставим (30) в (32) и исключим из СЛАУ векторы $\mathbf{a}_5, \mathbf{a}_6, \mathbf{b}_5, \mathbf{b}_6$. После несложных преобразование получаем матрицу проводимости рекомпозиционных АБ с граничным условием (30) на входных сечениях S_5, S_6 :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{Y}} = & \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{Y}}_{11}^\Sigma & \bar{\mathbf{Y}}_{12}^\Sigma \\ \bar{\mathbf{Y}}_{21}^\Sigma & \bar{\mathbf{Y}}_{22}^\Sigma \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{Y}}_{15}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{16}^\Sigma \\ \bar{\mathbf{Y}}_{25}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{26}^\Sigma \end{pmatrix} \\ & \cdot \left(\bar{\mathbf{Y}}_{55}^\Sigma + \bar{\mathbf{Y}}_{66}^\Sigma + \exp(i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{56}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{65}^\Sigma \right)^{-1} \cdot \\ & \cdot \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{Y}}_{51}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{61}^\Sigma & \bar{\mathbf{Y}}_{52}^\Sigma + \exp(-i\varphi_x)\bar{\mathbf{Y}}_{62}^\Sigma \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (33)$$

Рекомпозиционный АБ с системой вертикальных полосок (рис. 5, а) объединяем с рекомпозиционным АБ с системой горизонтальных полосок (рис. 5, б) и получаем матрицу проводимости \mathbf{Y}_0 ячейки периодической структуры. Матрицу проводимости \mathbf{Y}_0 преобразуем в матрицу рассеяния

$$\mathbf{S} = (\mathbf{I} + \mathbf{Y}_0)^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{Y}_0), \quad (34)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица. Элементы матрицы рассеяния \mathbf{S} : S_{11} – коэффициент отражения, S_{21} – коэффициент прохождения.

2. Вероятностная модель

На базе вычислительного алгоритма разработана имитационная вероятностная модель расчета коэффициента отражения (прохождения) падающей ТЕМ-волны от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла, находящейся на металлической поверхности (рис. 7).

Проведем расчет коэффициента отражения ТЕМ-волны от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла (рис. 7). Координатная ось oz направлена перпендикулярно плоскости структуры, угол θ – угол падения ТЕМ-волны на плоскость структуры. Углы $\alpha_0, \beta_0, \theta$ связаны соотношением [11]:

$$\cos \alpha_0 + \cos \beta_0 + \cos \theta = 1. \quad (35)$$

Матрица проводимости \mathbf{Y}_0 ячейки 3D периодической структуры (рис. 2, а) в терминах матричных клеток входных сечений S_1 и S_2 имеет вид:

$$\mathbf{Y}_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_0^{11} & \mathbf{Y}_0^{12} \\ \mathbf{Y}_0^{21} & \mathbf{Y}_0^{22} \end{pmatrix} \quad (36)$$

и связывает вектор $\mathbf{a} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{pmatrix}$ представления амплитудных коэффициентов в разложении касательных составляющих электрического поля на входных сечениях рекомпозиционных АБ (ячейки) с вектором $\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \end{pmatrix}$ представления амплитудных коэффициентов в разложении касательных составляющих магнитного поля на входных сечениях рекомпозиционного АБ (ячейки).

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Y}_0^{11} & \mathbf{Y}_0^{12} \\ \mathbf{Y}_0^{21} & \mathbf{Y}_0^{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \end{pmatrix}. \quad (37)$$

На металлической поверхности касательная составляющая электрического поля обращается в нуль, следовательно, на входном сечении S_2 рекомпозиционного АБ вектор $\mathbf{a}_2 = 0$. Матрица проводимости рекомпозиционного АБ (ячейки 3D периодической структуры) в этом случае равна \mathbf{Y}_0^{11} , которая затем преобразуется в матрицу рассеяния:

$$\mathbf{S} = (\mathbf{I} + \mathbf{Y}_0^{11})^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{Y}_0^{11}).$$

Элементы матрицы рассеяния: S_{11} – коэффициент отражения ($K_{отр}$), S_{21} – коэффициент прохождения ($K_{пр}$).

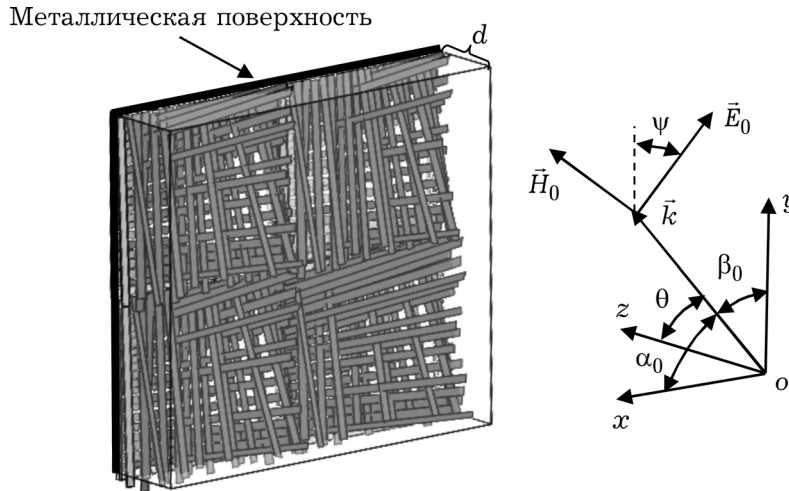


Рис. 7. 3D периодическая структура из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла на металлической поверхности: θ – угол падения электромагнитной волны, ψ – угол поляризации электромагнитной волны, \vec{k} – направление распространения волнового процесса (волновой вектор)

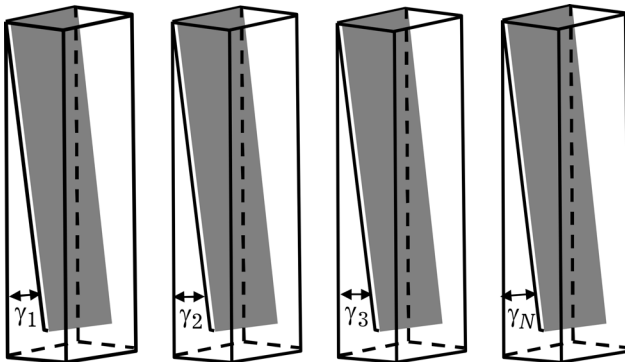


Рис. 8. Универсальные автономные блоки в реконпозиционной схеме: углы разориентации γ_i ($i = 1, 2, \dots, 2N$) – случайные величины, распределенные по равномерному закону

В реконпозиционной схеме число универсальных АБ равно N (рис. 8). Для моделирования системы вертикальных токопроводящих полосок – N_i , для моделирования системы горизонтальных токопроводящих полосок – N_j .

Углы разориентации γ_i ($i = 1, 2, \dots, N$) токопроводящих полосок являются случайными величинами и имеют равномерное распределение на отрезке $[0, \gamma]$:

$$f(\gamma_i) = \begin{cases} 0 & \text{при } \gamma_i < 0, \\ 1/\gamma & \text{при } 0 \leq \gamma_i \leq \gamma, \\ 0 & \text{при } \gamma_i > \gamma. \end{cases} \quad (38)$$

Вероятностная модель для определения математического ожидания коэффициента отражения $K_{\text{отр}}$ (коэффициента прохождения $K_{\text{пр}}$) является имитационной. Используем генератор случайных чисел, распределенных равномерно на отрезке $[0, \gamma]$, для имитации случайных величин γ_i ($i = 1, 2, \dots, N$) (углы разориентации токопроводящих полосок). Для того, чтобы опре-

делить реализации случайных функций, в вероятностной модели учитываем распределение случайных величин γ_i ($i = 1, 2, \dots, N$), полученных из имитации.

3. Результаты математического моделирования

Результаты решения задачи дифракции ТЕМ-волны на 3D периодической структуре из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла на металлической поверхности (рис. 7) получены для следующих параметров и размеров полос диэлектрика (полиэтилентерефталат, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_2 = 3,1$) с нанослоем металла (напыление из нержавеющей стали, электропроводность $\sigma_s = 0,02 \text{ Ом}^{-1}$): $d_1 = 100 \text{ нм}$, $d_2 = 0,2 \text{ мм}$, $l = 60 \text{ мм}$, $h = 3,5 \text{ нм}$ (рис. 1).

На первом этапе используем детерминированную модель (декомпозиционный алгоритм вычисления коэффициента отражения $K_{\text{отр}}$ (коэффициента прохождения $K_{\text{пр}}$). Затем применяем вероятностную модель для того, чтобы определить реализации случайных функций $\tilde{K}_{\text{отр}}(\gamma_i)$ ($\tilde{K}_{\text{пр}}(\gamma_i)$), учитывая равномерное распределение случайной величины γ_i ($i = 1, 2, \dots, N$), полученное из имитации (с помощью генератора случайных чисел, имеющих равномерный закон распределения). По реализациям случайных функций $\tilde{K}_{\text{отр}}(\gamma_i)$ ($\tilde{K}_{\text{пр}}(\gamma_i)$) определяем математические ожидания и дисперсию случайной величины коэффициента отражения по методике [12–13].

Имитационная вероятностная модель реализована на 50-ти случайных функциях коэффици-

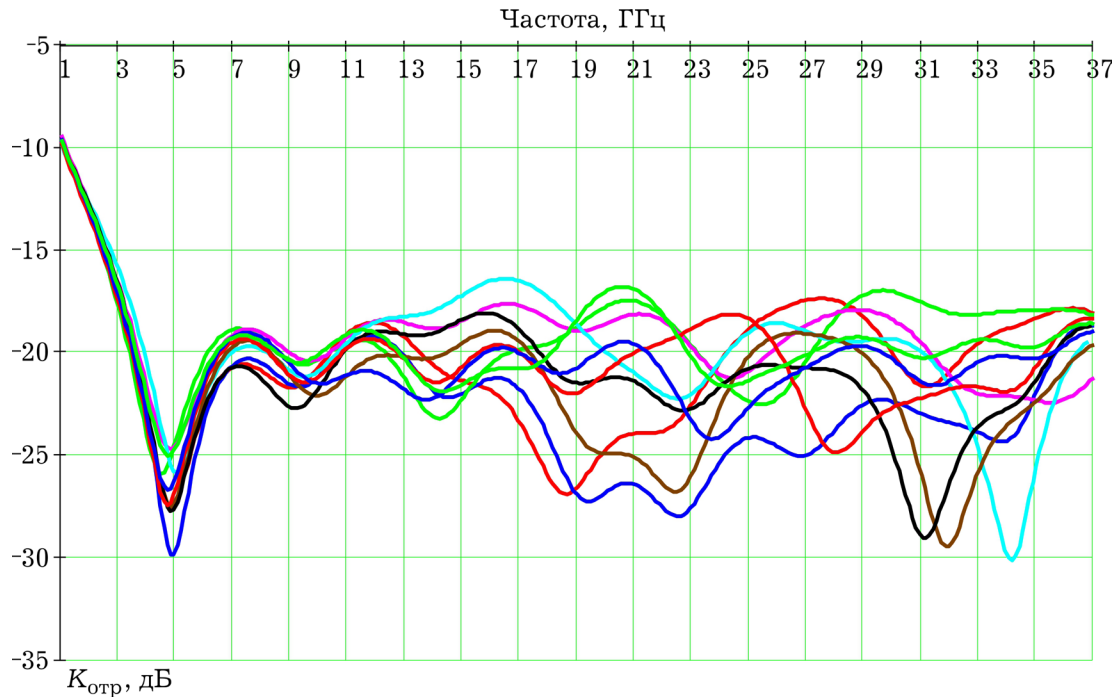


Рис. 9. Реализации случайных функций коэффициента отражения

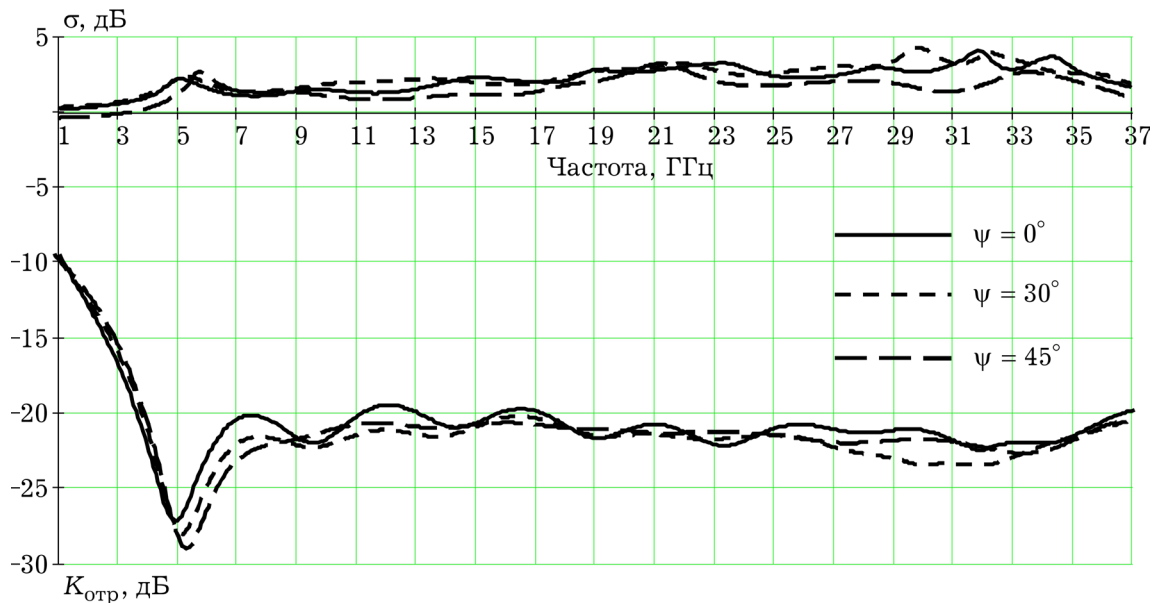


Рис. 10. Частотные зависимости математического ожидания $K_{отр}$ и среднего квадратичного отклонения σ случайной величины коэффициента отражения от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при различных углах поляризации ТЕМ-волны: $d = 20$ мм, $\alpha_0 = \beta_0 = 90^\circ$, $\theta = 0$, $N = 16$, $\gamma = 0-9,6^\circ$

ента отражения $\tilde{K}_{отр}(\gamma_i)$. Дальнейшее увеличение количества случайных функций практически не изменяло численного значения математического ожидания $K_{отр}$ случайной величины коэффициента отражения.

На рис. 9 показаны графики 10-ти реализаций случайных функций из 50-ти. Из графиков видно, что с увеличением частоты разброс значений случайной величины коэффициента отражения возрастает.

На рис. 10 показаны частотные зависимости математического ожидания $K_{отр}$ и среднее ква-

дратичное отклонение σ случайной величины коэффициента отражения от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при различных углах поляризации ψ падающей ТЕМ-волны. Из графиков видно, что поляризация падающей волны практически не влияет на коэффициент отражения. Среднее квадратичное отклонение σ коэффициента отражения с повышением частоты возрастает и не превышает 2–4 дБ. Независимость коэффициента отражения от поляризации падающей волны является хорошим

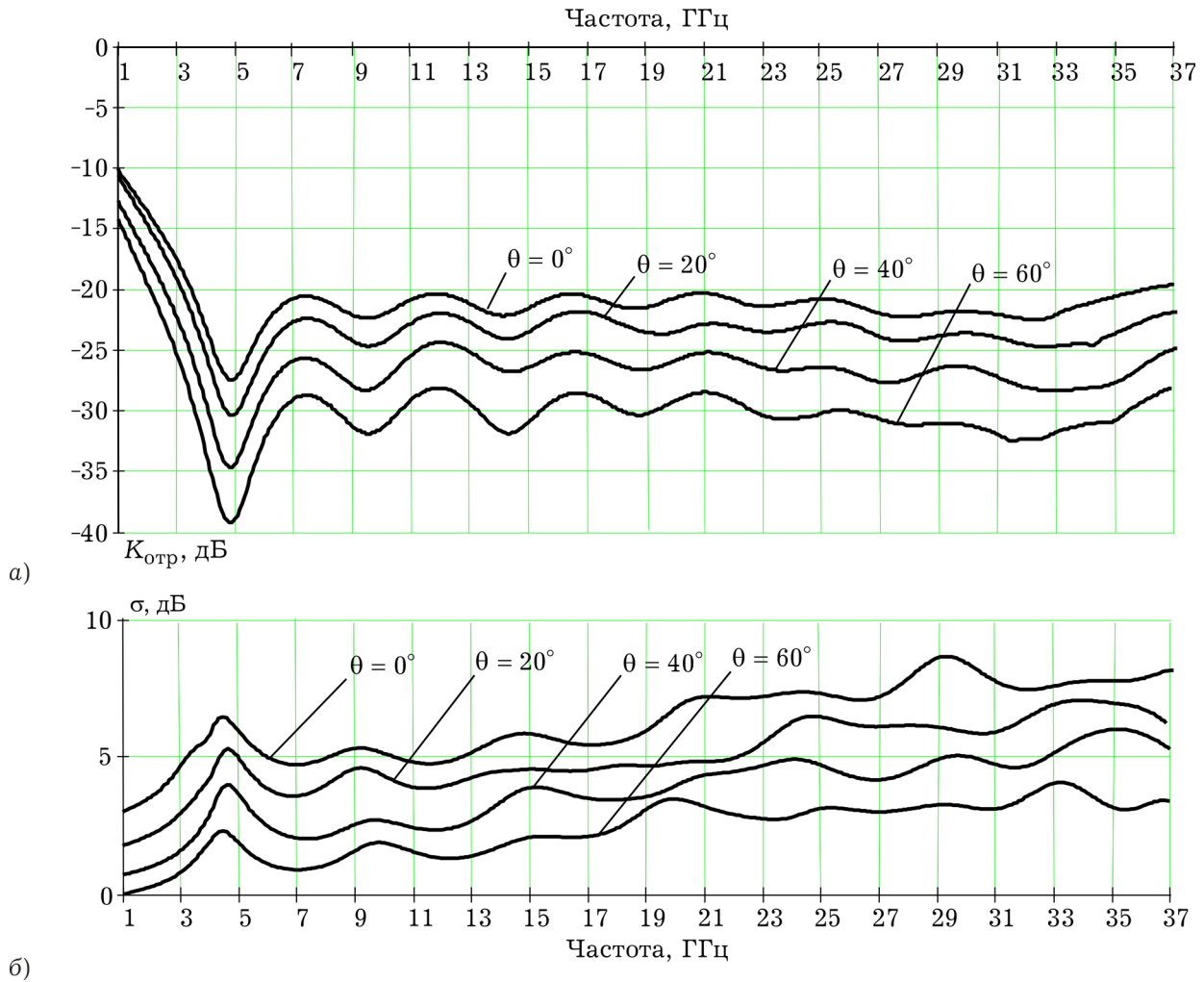


Рис. 11. Частотные зависимости математического ожидания $K_{отр}$ (а) и среднего квадратичного отклонения σ случайной величины коэффициента отражения от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при различных углах падения ТЕМ-волны: $d = 20$ мм, $\alpha_0 = 90^\circ$, $\beta_0 = 90^\circ - \theta$, $\psi = 0$, $N = 16$, $\gamma = 0-9,6^\circ$

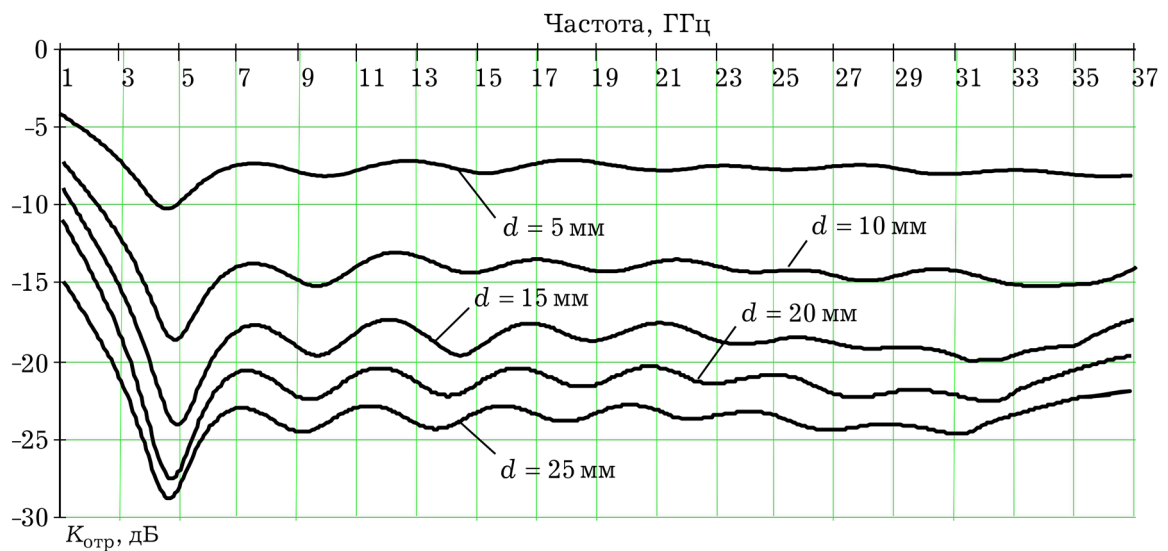


Рис. 12. Частотные зависимости математического ожидания $K_{отр}$ случайной величины коэффициента отражения от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при изменении поперечного размера структуры: $\alpha_0 = 90^\circ$, $\beta_0 = 90^\circ$, $\theta = 0^\circ$, $\psi = 0$, $N = 16$, $\gamma = 0-9,6^\circ$

показателем характеристик радиопоглощающих структур.

На рис. 11, а, б показаны частотные зависимости математического ожидания $K_{отр}$ (а) среднеквадратичное отклонение σ (б) случайной величины коэффициента отражения от 3D периодической структуры из разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла при различных углах падения θ ТЕМ-волны.

С увеличением угла падения θ ТЕМ-волны математическое ожидание $K_{отр}$ коэффициента отражения уменьшается, а среднеквадратичное отклонение σ – возрастает (рис. 11, а, б).

Поперечный размер 3D периодической структуры является варьируемым параметром, что позволяет изменять величину коэффициента отражения, уменьшение этого размера приводит к увеличению коэффициента отражения (рис. 12).

Заключение

На основании детерминированного вычислительного алгоритма получена вероятностная имитационная модель, позволяющая обосновать оптимальные параметры функционирования радиопоглощающих структур на основе разориентированных полос диэлектрика с нанослоем металла и получить их отражательные характеристики в СВЧ-диапазоне частот.

Список литературы

1. Создание радиопоглощающих материалов для повышения обнаружительной способности устройств подповерхностного зондирования / О.Н. Смольникова [и др.] // Сборник трудов III Всероссийской научно-технической конференции «Радиолокация и связь». 26–30 октября 2009 г. Т. 1. М.: ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова. С. 128–131.
2. Меньшаков Ю.К. Защита объектов и информации от технических средств разведок. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 200 с.
3. Смольникова О.Н. Радиоматериалы для антенных устройств подповерхностного зондирования: дис. ... к-та техн. наук. М., 2010. 143 с.
4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука. 1973. 608 с.
5. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967. 353 с.
6. Никольский В.В. Проекционный метод для незамкнутых электродинамических систем // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. № 8. С. 1342.
7. Никольский В.В. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: Наука, 1983. 297 с.
8. Никольский В.В. Проекционные методы в электродинамике // Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике. 1977. С. 4–23.
9. Голованов О.А. Автономные блоки с виртуальными каналами Флоке и их применение для решения прикладных задач электродинамики // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 12. С. 1423–1430.
10. Свешников А.Г. Дифракция на ограниченном теле // Доклады АН СССР. 1969. Т. 184. № 1. С. 1241.
11. Ильинский А.С., Косич Н.В. Дифракция плоской волны на двумерной периодической структуре // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 16. № 6. С. 1171.
12. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Физ.-мат., 1962. 637 с.
13. Печинкин А.В., Тескин О.И., Цветкова Г.М. Теория вероятностей. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 456 с.

Electrodynamics calculation of reflection coefficient of 3D periodic structures based on the disoriented dielectric strips with metal nanolayers in microwave frequencies range

G.S. Makeeva, O.A. Golovanov, A.V. Polianskov

Using a computational algorithm developed by the projection method mathematical modeling of the diffraction of TEM-wave on the 3D periodic structures based on the oriented dielectric strips with metal nanolayers for different incidence angles of TEM-wave at microwave frequencies.

The results of probabilistic electrodynamic calculation of frequency dependencies of reflection coefficient of TEM-wave through 3D periodic structures of disoriented dielectric strips with metal nanolayers were obtained depending on the angle of the polarization of TEM-wave and the thickness of structure.

Keywords: reflection coefficient, 3D periodic structures, disoriented dielectric strips, metal nanolayers.