

УДК 517.958:537.8

В.Т. Ерофеев, С.В. Малый

## АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКРАНИРУЮЩИХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ ЭКРАНОВ ИЗ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Предлагается алгоритм аналитико-численного решения краевой задачи взаимодействия плоских монохроматических электромагнитных волн с многослойными плоскими экранами, выполненными из биизотропных материалов с произвольными комплексными параметрами. Проводится численное исследование электромагнитных свойств многослойных экранов.*

### Введение

Слоистые структуры широко используются в различных микроволновых и оптических устройствах в качестве радиопоглощающих покрытий, радиопрозрачных стенок антенных обтекателей и укрытий, одномерных фотонных и электромагнитных кристаллов, частотно-селективных и пространственно-поляризационных фильтров, просветляющих покрытий [1–3]. Использование композитных материалов в составе плоскостойких структур позволяет улучшить и расширить функциональные характеристики построенных на их основе электродинамических устройств и систем [4–7].

Поэтому разработка эффективных и точных методик [8–10] расчета электромагнитных свойств слоистых структур из произвольных биизотропных материалов имеет значение при решении ряда важных прямых и обратных задач прикладной электродинамики. В работе [11] предложена методика решения краевой задачи экранирования для однослойного экрана из биизотропного материала. В настоящей работе эта методика распространена на многослойные структуры [12].

### 1. Постановка задачи

В пространстве  $R^3$  с диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon_0, \mu_0$  размещен экран  $D$  ( $0 < z < \Delta_\Sigma$ ), состоящий из  $n$  слоев  $\Omega_s$  ( $z_s < z < z_{s+1}$ ),  $s = \overline{1, n}$ ,  $z_1 = 0$ ,  $z_{n+1} = \Delta_\Sigma$ ,  $\Delta_s = z_{s+1} - z_s$ , где  $\Delta_s$  – толщина  $s$ -го слоя,  $\Delta_\Sigma = \sum_{s=1}^n \Delta_s$ . Слои выполнены из биизотропных материалов с электромагнитными комплекснозначными параметрами  $\epsilon_s, \mu_s, Z_s, G_s$ . Из пространства  $D_1$  ( $z < 0$ ) на экран  $D$  падает плоская электромагнитная волна [13]

$$\vec{E}_0 = A\vec{W}^{(-1)} + B\vec{W}^{(-2)}, \quad \vec{H}_0 = \frac{k_0}{i\omega\mu_0}(A\vec{W}^{(-2)} + B\vec{W}^{(-1)}), \quad (1)$$

где  $\vec{W}^{(+1)} = \frac{i}{\lambda}(\alpha_2\vec{e}_x - \alpha_1\vec{e}_y)\exp(i\alpha_1x + i\alpha_2y \mp \nu_0z)$ ,

$$\vec{W}^{(+2)} = \frac{1}{k_0}(\mp \frac{i\nu_0}{\lambda}(\alpha_1\vec{e}_x + \alpha_2\vec{e}_y) + \lambda\vec{e}_z)\exp(i\alpha_1x + i\alpha_2y \mp \nu_0z),$$

$$\alpha_1 = k_0 \cos \varphi_0 \sin \theta_0, \quad \alpha_2 = k_0 \sin \varphi_0 \sin \theta_0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad \nu_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2},$$

$$\lambda = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}, \quad 0 \leq \arg \lambda < \pi, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \arg \nu_0 < \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \theta_0 < \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \varphi_0 < 2\pi,$$

$A$  – амплитуда  $TE$ -плоскополяризованной волны;

$B$  – амплитуда  $TH$ -плоскополяризованной волны.

Обозначим  $\vec{E}'_1, \vec{H}'_1$  – отраженное поле в  $D_1$ ;  $\vec{E}_1 = \vec{E}_0 + \vec{E}'_1, \vec{H}_1 = \vec{H}_0 + \vec{H}'_1$  – суммарное поле в  $D_1$ ;  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$  – поле, прошедшее в область  $D_2(z > \Delta_2)$ ;  $\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)}$  – поле в слоях  $\Omega_s$ .

Для решения задачи взаимодействия электромагнитных волн со слоистым экраном необходимо удовлетворить классическим граничным условиям на каждой плоскости раздела многослойной структуры. Сформулируем соответствующую краевую задачу.

**Краевая задача I.** Требуется при заданном первичном поле (1) определить поля

$$\vec{E}'_1, \vec{H}'_1 \in C^1(D_1) \cap C(\bar{D}_1); \vec{E}_2, \vec{H}_2 \in C^1(D_2) \cap C(\bar{D}_2); \vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)} \in C^1(\Omega_s) \cap C(\bar{\Omega}_s),$$

для которых выполнены представленные ниже соотношения:

– уравнения поля

$$\text{rot} \vec{E}^{(s)} = i\omega(\mu_s \vec{H}^{(s)} + Z_s \vec{E}^{(s)}), \text{rot} \vec{H}^{(s)} = -i\omega(\varepsilon_s \vec{E}^{(s)} + G_s \vec{H}^{(s)}) \text{ в } \Omega_s; \quad (2)$$

$$\text{rot} \vec{E}_j = i\omega\mu_0 \vec{H}_j, \text{rot} \vec{H}_j = -i\omega\varepsilon_0 \vec{E}_j \text{ в } D_j, j = 1, 2, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_s = \varepsilon_{sr}\varepsilon_0, \mu_s = \mu_{sr}\mu_0, G_s = G_{sr}\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}, Z_s = Z_{sr}\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ ;

– граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на плоскостях  $\Gamma_s(z = z_s)(s = 1, 2, \dots, n+1)$ , определяемые выражениями

$$\begin{aligned} (\vec{E}_\tau^{(s-1)} - \vec{E}_\tau^{(s)})|_{\Gamma_s} = 0, (\vec{H}_\tau^{(s-1)} - \vec{H}_\tau^{(s)})|_{\Gamma_s} = 0; \\ \vec{E}^{(-1)} = \vec{E}_1, \vec{H}^{(-1)} = \vec{H}_1, \vec{E}^{(n+1)} = \vec{E}_2, \vec{H}^{(n+1)} = \vec{H}_2; \end{aligned} \quad (4)$$

– условия излучения на бесконечности в областях  $D_1$  и  $D_2$ , которые обозначают, что прошедшее поле  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$  распространяется в положительном направлении оси  $Oz$ , а отраженное поле  $\vec{E}'_2, \vec{H}'_2$  – в отрицательном направлении.

В случае решения краевой задачи для однослойного композитного экрана используется метод нелокальных граничных условий, связывающих электромагнитные поля по обе стороны экрана. Этот метод позволяет исключить интегрирование уравнений Максвелла внутри слоя. Граничные условия имеют вид [11]

$$\vec{W}_2(M_2)|_{\Gamma_2} = \hat{A}\vec{W}_1(M_1)|_{\Gamma_1}, \quad (5)$$

где  $M_1 = (x, y, 0) \in \Gamma_1, M_2 = (x, y, \Delta) \in \Gamma_2$ ;

$\vec{W}_j = (E_{jx}, E_{jy}, H_{jx}, H_{jy})^T$  – тангенциальные компоненты полей по обе стороны слоя;

$\hat{A} = \hat{A}(\alpha_1, \alpha_2, \omega, \varepsilon, \mu, Z, G, \Delta) = \{A_{lm}\}$  – передаточная матрица размерности  $4 \times 4$  для слоя толщины  $\Delta$ , заполненного средой с электромагнитными параметрами  $\varepsilon, \mu, G, Z$ . Элементы матрицы определены в работе [10]:

$$\begin{aligned} A_{11} = A_{11}^{11}, A_{12} = A_{11}^{12}, A_{13} = A_{12}^{11}, A_{14} = A_{12}^{12}, \\ A_{21} = A_{11}^{21}, A_{22} = A_{11}^{22}, A_{23} = A_{12}^{21}, A_{24} = A_{12}^{22}, \\ A_{31} = A_{21}^{11}, A_{32} = A_{21}^{12}, A_{33} = A_{22}^{11}, A_{34} = A_{22}^{12}, \\ A_{41} = A_{21}^{21}, A_{42} = A_{21}^{22}, A_{43} = A_{22}^{21}, A_{44} = A_{22}^{22}. \end{aligned}$$

Рассмотрим матрицу для  $s$ -го слоя  $\hat{A}^{(s)} = \hat{A}(\alpha_1, \alpha_2, \omega, \varepsilon_s, \mu_s, Z_s, G_s, \Delta_s)$ . Образует передающую матрицу для  $n$  слоев  $\hat{B}^c = \hat{A}^{(n)} \hat{A}^{(n-1)} \dots \hat{A}^{(2)} \hat{A}^{(1)}$ . В результате граничные условия (5) преобразуются к граничным условиям  $\vec{W}_2 = \hat{B}^c \vec{W}_1$ , которые связывают электромагнитные поля по обе стороны многослойного экрана  $D$ . Сформулируем соответствующую краевую задачу с использованием нелокальных граничных условий.

**Краевая задача 2.** Требуется при заданном первичном поле (1) определить поля  $\vec{E}'_1, \vec{H}'_1 \in C^1(D_1) \cap C(\bar{D}_1)$ ;  $\vec{E}_2, \vec{H}_2 \in C^1(D_2) \cap C(\bar{D}_2)$ , для которых выполнены соотношения

$$\text{rot} \vec{E}_j = i\omega \mu_0 \vec{H}_j, \quad \text{rot} \vec{H}_j = -i\omega \varepsilon_0 \vec{E}_j \quad \text{в } D_j; \quad (6)$$

$$\vec{W}_2(M_2)|_{\Gamma_2} = \hat{B}^c \vec{W}_1(M_1)|_{\Gamma_1} \quad (7)$$

и условия на бесконечности.

Заметим, что в случае плоских электромагнитных полей краевые задачи (2)–(4) и (6), (7) эквивалентны.

Решение краевой задачи (6), (7) представим в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}'_1 &= x_1 \vec{W}^{(+1)} + x_2 \vec{W}^{(+2)}, & \vec{H}'_1 &= \frac{k_0}{i\omega \mu_0} (x_1 \vec{W}^{(+2)} + x_2 \vec{W}^{(+1)}); \\ \vec{E}_2 &= x_3 \vec{W}^{(-1)} + x_4 \vec{W}^{(-2)}, & \vec{H}_2 &= \frac{k_0}{i\omega \mu_0} (x_3 \vec{W}^{(-2)} + x_4 \vec{W}^{(-1)}). \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты отражения  $R_1, R_2$  и коэффициенты прохождения  $T_1, T_2$  определяются численно.

Исходные данные:

$f$  – линейная частота поля;

$A$  – амплитуда  $TE$ -составляющей первичной электромагнитной волны  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ ;

$B$  – амплитуда  $TH$ -составляющей первичной электромагнитной волны  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ ;

$\theta_0$  – угол между осью  $Oz$  и направлением распространения первичной волны

$$\vec{E}_0, \vec{H}_0 \left( 0 \leq \theta_0 < \frac{\pi}{2} \right);$$

$\varphi_0$  – азимутальный угол направления распространения первичной волны;

$\varepsilon_{sr}$  – относительная диэлектрическая проницаемость  $s$ -го слоя;

$G_{sr}$  – параметр киральности  $s$ -го слоя;

$\mu_{sr}$  – относительная магнитная проницаемость  $s$ -го слоя;

$Z_{sr}$  – параметр киральности  $s$ -го слоя;

$\Delta_s$  – толщина  $s$ -го слоя,  $s = 1, 2, \dots, n$ ;

$n$  – количество слоев.

## 2. Аналитическое решение поставленной задачи

В дальнейшем в расчетных формулах используются следующие вспомогательные величины:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}, \quad c = 3 \cdot 10^8, \quad \omega = 2\pi f, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad \xi_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}},$$

$$\bar{\alpha}_1 = \cos \varphi_0 \sin \theta_0, \quad \bar{\alpha}_2 = \sin \varphi_0 \sin \theta_0, \quad \bar{\lambda} = \sin \theta_0, \quad \bar{\nu} = -i \cos \theta_0, \quad \Delta_\Sigma = \sum_{s=1}^n \Delta_s.$$

**Расчет передаточной матрицы одиночного слоя.** Вычисляется матрица для одиночного слоя толщины  $\Delta$ .

$$\hat{B} = \hat{B}(\alpha_1, \alpha_2, \omega, \varepsilon_r, G_r, \mu_r, Z_r, \Delta) = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} & B_{14} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} & B_{24} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} & B_{34} \\ B_{41} & B_{42} & B_{43} & B_{44} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon_r, G_r, \mu_r, Z_r$  – относительные величины.

Для вычисления матрицы (9) используются следующие величины:

$$\begin{aligned} \bar{a} &= i(G_r - Z_r); \\ \bar{b} &= \frac{1}{2}(G_r + Z_r); \\ \bar{g} &= \varepsilon_r \mu_r - G_r Z_r; \\ \bar{f} &= \sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \bar{b}^2}, \quad 0 \leq \arg \bar{f} < \pi; \\ \bar{f}_j &= (-1)^j \bar{f}, \quad j = 1, 2; \\ \bar{k}_j &= \sqrt{\bar{g} + \frac{1}{2} \bar{a}^2 + \bar{a} \bar{f}_j}, \quad 0 \leq \arg \bar{k}_j < \pi; \\ \bar{g}_j &= \bar{f}_j - \frac{1}{2} \bar{a}, \quad j = 1, 2; \\ \bar{v}_j &= \sqrt{\lambda^2 - \bar{k}_j^2}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \arg \bar{v}_j < \frac{\pi}{2}; \\ p_j &= \frac{\xi_0}{\mu_r} \left( \frac{i \bar{g}}{\bar{g}_j} - Z_r \right); \quad p = \frac{1}{p_1 - p_2}; \quad k_0 = \frac{\omega}{c}; \\ S_j &= \text{sh}(k_0 \Delta \bar{v}_j); \quad C_j = \text{ch}(k_0 \Delta \bar{v}_j); \\ \Phi_j &= \frac{\bar{\alpha}_1 \bar{\alpha}_2 \bar{g}_j}{\bar{g} \bar{v}_j}; \quad \theta_j = \frac{\bar{g}_j (\bar{\alpha}_1^2 - \bar{k}_j^2)}{\bar{g} \bar{v}_j}; \quad \delta_j = \frac{\bar{g}_j (\bar{\alpha}_2^2 - \bar{k}_j^2)}{\bar{g} \bar{v}_j}. \end{aligned}$$

Матричные элементы матрицы (9) вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} B_{11} &= p(p_2(\Phi_1 S_1 - C_1) - p_1(\Phi_2 S_2 - C_2)); \\ B_{12} &= p(p_1 \theta_2 S_2 - p_2 \theta_1 S_1); \\ B_{13} &= p(\Phi_2 S_2 - \Phi_1 S_1 + C_1 - C_2); \\ B_{14} &= p(\theta_1 S_1 - \theta_2 S_2); \\ B_{21} &= p(p_2 \delta_1 S_1 - p_1 \delta_2 S_2); \\ B_{22} &= p(p_1(\Phi_2 S_2 + C_2) - p_2(\Phi_1 S_1 + C_1)); \\ B_{23} &= p(\delta_2 S_2 - \delta_1 S_1); \\ B_{24} &= p(\Phi_1 S_1 - \Phi_2 S_2 + C_1 - C_2); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_{31} &= -p_1 p_2 B_{13}; & B_{32} &= -p_1 p_2 B_{14}; \\
B_{33} &= p(p_1(C_1 - \Phi_1 S_1) + p_2(\Phi_2 S_2 - C_2)); \\
B_{34} &= p(p_1 \theta_1 S_1 - p_2 \theta_2 S_2); \\
B_{41} &= -p_1 p_2 B_{23}; & B_{42} &= -p_1 p_2 B_{24}; \\
B_{43} &= p(p_2 \delta_2 S_2 - p_1 \delta_1 S_1); \\
B_{44} &= p(p_1(\Phi_1 S_1 + C_1) - p_2(\Phi_2 S_2 + C_2)).
\end{aligned}$$

**Расчет передаточной матрицы для многослойного экрана.** Рассчитываются передаточные матрицы для всех слоев  $s$ , входящих в многослойную структуру:

$$\hat{B}^{(s)} = \hat{B}(\alpha_1, \alpha_2, \omega, \varepsilon_{sr}, G_{sr}, \mu_{sr}, Z_{sr}, \Delta_s), \quad \alpha_1 = k_0 \cos \varphi_0 \sin \theta_0, \quad \alpha_2 = k_0 \sin \varphi_0 \sin \theta_0.$$

Для слоистой структуры  $D$  вычисляется передаточная матрица

$$\hat{B}^c = \hat{B}^{(n)} \hat{B}^{(n-1)} \dots \hat{B}^{(2)} \hat{B}^{(1)} = \begin{pmatrix} B_{11}^c & B_{12}^c & B_{13}^c & B_{14}^c \\ B_{21}^c & B_{22}^c & B_{23}^c & B_{24}^c \\ B_{31}^c & B_{32}^c & B_{33}^c & B_{34}^c \\ B_{41}^c & B_{42}^c & B_{43}^c & B_{44}^c \end{pmatrix}.$$

**Система алгебраических уравнений.** Для вычисления коэффициентов  $x_m$ ,  $m = 1, 2, 3, 4$ , входящих в разложение полей (8), используется система уравнений

$$\sum_{m=1}^4 p_{lm} x_m = Q_l, \quad l = 1, 2, 3, 4. \quad (10)$$

Матричные элементы системы вычисляются с помощью формул

$$\begin{aligned}
p_{11} &= -i(\bar{\alpha}_2 B_{11}^c - \bar{\alpha}_1 B_{12}^c) - \xi_0 \bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{13}^c + \bar{\alpha}_2 B_{14}^c); \\
p_{12} &= -i\bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{11}^c + \bar{\alpha}_2 B_{12}^c) - \xi_0(\bar{\alpha}_2 B_{13}^c - \bar{\alpha}_1 B_{14}^c); \\
p_{13} &= i\bar{\alpha}_2 F, \quad p_{14} = -i\bar{v}\bar{\alpha}_1 F \quad (F = \exp(-k_0 \Delta_\Sigma \bar{v})); \\
p_{21} &= -i(\bar{\alpha}_2 B_{21}^c - \bar{\alpha}_1 B_{22}^c) - \xi_0 \bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{23}^c + \bar{\alpha}_2 B_{24}^c); \\
p_{22} &= -i\bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{21}^c + \bar{\alpha}_2 B_{22}^c) - \xi_0(\bar{\alpha}_2 B_{23}^c - \bar{\alpha}_1 B_{24}^c); \\
p_{23} &= -i\bar{\alpha}_1 F, \quad p_{24} = -i\bar{v}\bar{\alpha}_2 F; \\
p_{31} &= -i(\bar{\alpha}_2 B_{31}^c - \bar{\alpha}_1 B_{32}^c) - \xi_0 \bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{33}^c + \bar{\alpha}_2 B_{34}^c); \\
p_{32} &= -i\bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{31}^c + \bar{\alpha}_2 B_{32}^c) - \xi_0(\bar{\alpha}_2 B_{33}^c - \bar{\alpha}_1 B_{34}^c); \\
p_{33} &= -\xi_0 \bar{v}\bar{\alpha}_1 F, \quad p_{34} = \xi_0 \bar{\alpha}_2 F; \\
p_{41} &= -i(\bar{\alpha}_2 B_{41}^c - \bar{\alpha}_1 B_{42}^c) - \xi_0 \bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{43}^c + \bar{\alpha}_2 B_{44}^c); \\
p_{42} &= -i\bar{v}(\bar{\alpha}_1 B_{41}^c + \bar{\alpha}_2 B_{42}^c) - \xi_0(\bar{\alpha}_2 B_{43}^c - \bar{\alpha}_1 B_{44}^c); \\
p_{43} &= -\xi_0 \bar{v}\bar{\alpha}_2 F, \quad p_{44} = -\xi_0 \bar{\alpha}_1 F.
\end{aligned}$$

Правые части системы (10) вычисляются с помощью соотношений

$$\vec{Q} = \hat{B}^c \vec{W}_0, \quad \vec{Q} = (Q_1, Q_2, Q_3, Q_4)^T;$$

$$\vec{W}_0 = (\bar{E}_{0x}, \bar{E}_{0y}, \bar{H}_{0x}, \bar{H}_{0y})^T;$$

$$\bar{E}_{0x} = i(\bar{\alpha}_2 A - \bar{\nu}\bar{\alpha}_1 B); \quad \bar{H}_{0x} = \xi_0 (\bar{\alpha}_2 B - \bar{\nu}\bar{\alpha}_1 A);$$

$$\bar{E}_{0y} = -i(\bar{\alpha}_1 A + \bar{\nu}\bar{\alpha}_2 B); \quad \bar{H}_{0y} = -\xi_0 (\bar{\alpha}_1 B + \bar{\nu}\bar{\alpha}_2 A).$$

**Коэффициенты отражения и прохождения.** Итоговыми величинами реализации представленного выше алгоритма являются комплексные величины  $x_1, x_2, x_3, x_4$ , которые вычисляются на основании исходных данных. Так, при  $A=1$  и  $B=0$   $R_1 = x_1, R_2 = x_2$  – коэффициенты отражения;  $T_1 = x_3, T_2 = x_4$  – коэффициенты прохождения линейно поляризованного первичного  $TE$ -поля. При  $A=0, B=1$   $R_1 = x_1, R_2 = x_2$  – коэффициенты отражения;  $T_1 = x_3, T_2 = x_4$  – коэффициенты прохождения линейно поляризованного первичного  $TH$ -поля.

Описанная выше методика реализована в виде программного комплекса, который обеспечивает высокую точность моделирования и вычислительную эффективность.

### 3. Вычислительный эксперимент

Разработанная методика реализована в виде программы, позволяющей рассчитывать взаимодействие плоской электромагнитной волны со слоистой структурой из произвольных биизотропных материалов. Количество слоев, а также направление распространения и поляризация первичной электромагнитной волны могут быть произвольными.

В качестве примера практического использования разработанной методики ниже приведены результаты расчета экрана в виде одномерного электромагнитного кристалла, в состав которого входит 12 одинаковых пар слоев с толщинами  $\Delta_1 = 1,061$  см и  $\Delta_2 = 0,75$  см. Электромагнитные параметры слоев соответственно равны:  $\varepsilon_{1r} = 2, \mu_{1r} = 1, Z_{1r} = i0,1, G_{1r} = -i0,1$  и  $\varepsilon_{2r} = 4, \mu_{2r} = 1, Z_{2r} = i0,1, G_{2r} = -i0,1$ . Выбор толщин слоев, значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, коэффициента киральности осуществлялся с целью обеспечения экранирования в окрестности частоты  $f = 5$  ГГц. На рис. 1 показаны частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения плоской линейно поляризованной электромагнитной волны, падающей на экран нормально к его поверхности ( $\theta_0 = 0, A = 1, B = 0$ ).

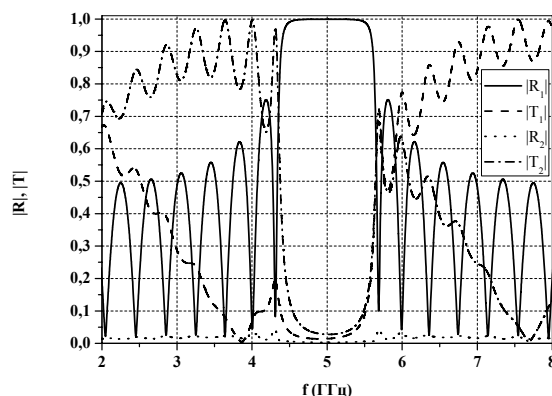


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения для 24-слойной структуры из киральных материалов

Анализ результатов численного моделирования показывает, что рассматриваемая модель многослойного экрана обеспечивает высокий уровень коэффициента отражения в диапазоне 4,5–5,5 ГГц. Наличие киральных свойств используемых материалов существенно влияет на коэффициенты отражения и прохождения вне указанной выше частотной области.

Рассмотрим возможность расширения частотной полосы экранировки за счет использования составных электромагнитных кристаллов. Для этого добавим к рассмотренной выше слоистой структуре 12 пар диэлектрических слоев с толщинами  $\Delta_1 = 0,849$  см и  $\Delta_2 = 0,6$  см. Дополнительная слоистая структура обеспечивает максимум отражения на частоте  $f = 6,25$  ГГц. Остальные материальные параметры дополнительных слоев совпадают с указанными выше. На рис. 2 показаны частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения плоской линейно поляризованной электромагнитной волны, падающей на экран нормально к его поверхности ( $\theta_0 = 0$ ,  $A = 1$ ,  $B = 0$ ) для составного электромагнитного кристалла из киральных материалов.

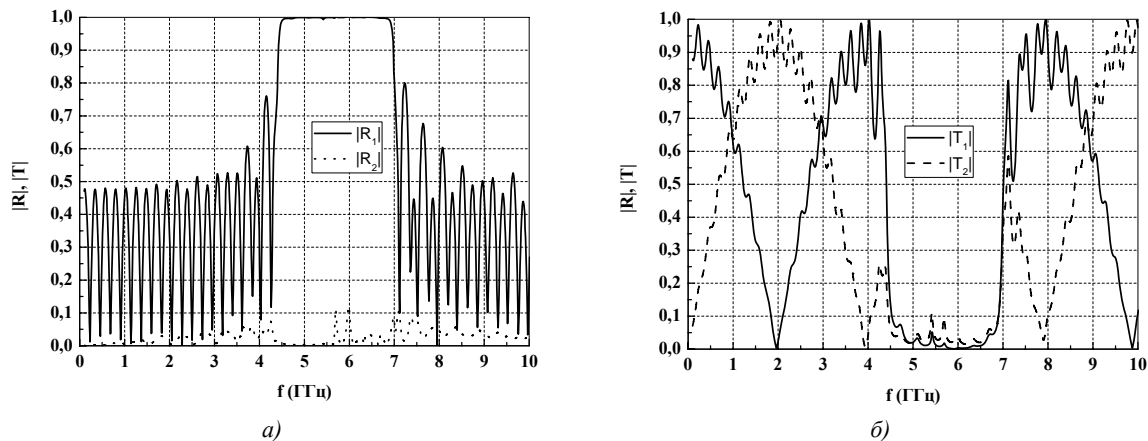


Рис. 2. Частотные зависимости для 48-слойной структуры из киральных материалов: а) коэффициентов отражения; б) коэффициентов прохождения

На рис. 3 представлены экранирующие свойства 48-слойного экрана, образованного из биизотропных материалов с параметрами:  $\epsilon_{1r} = 2$ ,  $\mu_{1r} = 1$ ,  $Z_{1r} = 0,25 + i0,1$ ,  $G_{1r} = 0,25 - i0,1$  и  $\epsilon_{2r} = 4$ ,  $\mu_{2r} = 1$ ,  $Z_{2r} = 0,25 + i0,1$ ,  $G_{2r} = 0,25 - i0,1$ .

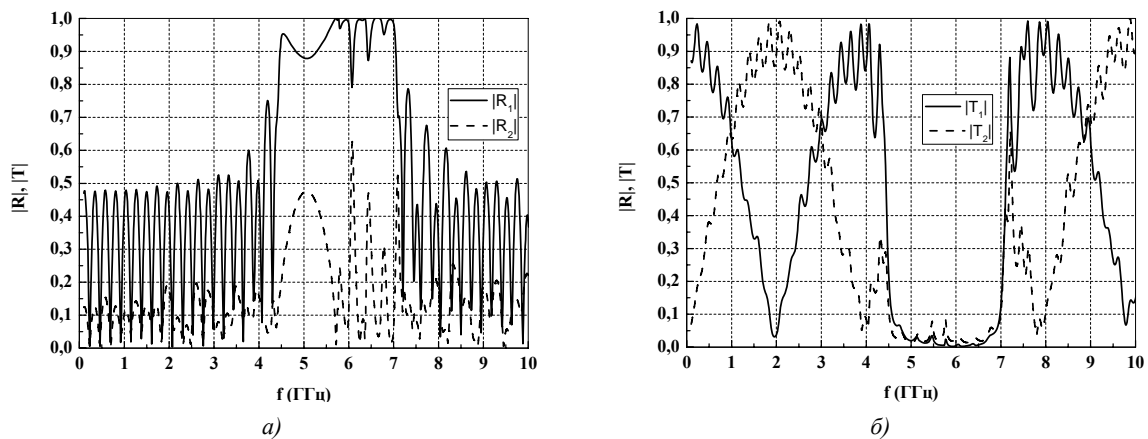


Рис. 3. Частотные зависимости для 48-слойной структуры из биизотропных материалов: а) коэффициентов отражения; б) коэффициентов прохождения

### Заключение

Анализ представленных результатов показывает, что наличие невзаимных свойств у материалов, образующих слоистую структуру, приводит к ухудшению экранирующих свойств составного электромагнитного кристалла.

В настоящей работе установлена возможность расширения диапазона частот эффективного экранирования за счет использования составных электромагнитных кристаллов, исследовано влияние киральных и невзаимных свойств материалов на частотную зависимость коэффициентов отражения и прохождения.

Разработанные методика, алгоритм и программа могут найти практическое использование в задачах анализа и синтеза электродинамических систем, в состав которых входят производные слоистые структуры.

Работа выполнена по заданию государственной комплексной программы научных исследований «Инфотех», регистрационный № 20091348.

### Список литературы

1. Виноградов, А.П. Электродинамические свойства мелкослоистой среды / А.П. Виноградов, А.М. Мерзлякин // Доклады РАН. – 2001. – Т. 381, № 4. – С. 472–474.
2. Шатров, А.Д. О разрешимости задач возбуждения плоскослоистых сред из метаматериалов / А.Д. Шатров // Радиотехника и электроника. – 2007. – Т. 52, № 8. – С. 909–916.
3. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховских. – М. : Изд-во АН СССР, 1957. – 502 с.
4. Виноградов, А.П. Электродинамика композитных материалов / А.П. Виноградов. – М. : Эдиториал УРСС, 2001. – 206 с.
5. Неганов, В.А. Современное состояние электродинамики искусственных киральных сред (обзор) / В.А. Неганов, О.В. Осипов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2005. – Т. 8, № 1. – С. 7–33.
6. Гуляев, Ю.В. Метаматериалы: фундаментальные исследования и перспективы применения / Ю.В. Гуляев, А.Н. Лагарьков, С.А. Никитов // Вестник Российской академии наук. – 2008. – Т. 78, № 5. – С. 438–457.
7. Федосюк, В.М. Наноструктурные пленки и нанопроволоки / В.М. Федосюк. – Минск : Изд. центр БГУ, 2006. – 310 с.
8. Третьяков, С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы / С.А. Третьяков // Радиотехника и электроника. – 1994. – Т. 39, вып. 10. – С. 1457–1470.
9. Аполлонский, С.М. Эквивалентные граничные условия в электродинамике / С.М. Аполлонский, В.Т. Ерофеев. – СПб. : Безопасность, 1998. – 416 с.
10. Ерофеев, В.Т. Модели граничных условий на экранах и оболочках с распределенными неоднородностями / В.Т. Ерофеев, Д.П. Тавакколи // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2008. – № 1. – С. 49–55.
11. Ерофеев, В.Т. Дифракция плоской электромагнитной волны на плоском слое из биизотропного материала / В.Т. Ерофеев, С.В. Малый // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2010. – № 2. – С. 11–16.
12. Erofeenko, V.T. Investigation of electrodynamic properties of multilayer structures from biisotropic materials by means of nonlocal bilateral boundary conditions / V.T. Erofeenko, S.V. Maly // Abstracts of the International conf. «Days on Diffraction'2010», St. Petersburg, June 8–11, 2010. – St. Petersburg, 2010. – P. 102–103.
13. Ерофеев, В.Т. Математические модели в электродинамике. Ч. 2. / В.Т. Ерофеев, И.С. Козловская. – Минск : БГУ, 2008. – 168 с.

Поступила 23.07.10

*Учреждение БГУ «НИИ прикладных проблем математики и информатики»,  
Минск, пр. Независимости, 4  
e-mail: bsu\_erofeenko@tut.by,  
maly@bsu.by*



**V.T. Erofeenko, S.V. Maly**

**AN ALGORITHM OF NUMERICAL STUDY OF SHIELDING PROPERTIES  
OF MULTILAYERED SCREENS MADE FROM COMPOSITE MATERIALS**

The boundary-value problem of interaction of arbitrarily polarized plane electromagnetic wave with the multilayered flat screen consisting from any of bi-isotropic materials is solved. An algorithm of calculation of scattering and transmission coefficients of electromagnetic waves through the screen is developed. Results of computational experiment for concrete layered structures representing real practical problems are provided.