

УДК 621.396

Ю. В. АНТОНЕНКО, А. В. ГРИБОВСКИЙ

Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина  
E-mail: julia\_mango@mail.ru

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНОГО ЭКРАНА КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ С КООКСИАЛЬНО-СЕКТОРНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

*Исследованы поляризационные и частотно-селективные характеристики двойного экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями. Рассчитаны зависимости коэффициента отражения от частоты и от расстояния между экранами. Проведен анализ зависимостей параметров Стокса отраженной волны от расстояния между экранами при нормальном падении на структуру плоской линейно поляризованной электромагнитной волны. Показано, что при определенных геометрических параметрах структуры коэффициент отражения не зависит от направления поляризации падающей волны.*

*Ключевые слова:* двойной экран конечной толщины, преобразование поляризации, резонансы полного прохождения, коаксиально-секторный волновод, параметры Стокса

### 1. Введение

Частотно-селективные структуры широко применяются в антенной технике. В качестве частотно-селективных структур используются, например, металлические экраны с отверстиями различной формы [1, 2]. В рассеянном поле таких экранов при изменении частоты наблюдаются резонансы полного прохождения и отражения электромагнитных волн. При разработке частотно-селективных поверхностей необходима информация о поляризации отраженной и прошедшей волн [3].

Многослойные структуры обладают рядом свойств, которые успешно используются при конструировании таких объектов, как радиопрозрачные оболочки, согласующие (не отражающие) покрытия, искусственные среды со специальными свойствами и др. В работе [4] исследована многослойная структура, состоящая из бесконечных двумерно-периодических экранов конечной толщины с волноводными каналами прямоугольной формы. В этой работе было показано, что в такой квазипериодической структуре существуют зоны “запираания”, когда собственная электромагнитная волна не распространяется. В работах [5, 6] показана возможность преобразования поляризации и исследованы поляризационные характеристики электромагнитных волн при отражении от решетки из закороченных коаксиально-секторных волноводов.

В настоящей статье исследуется структура из двух экранов с коаксиально-секторными отвер-

ствиями, которая одновременно обладает частотно-селективными свойствами и является преобразователем поляризации падающей линейно поляризованной волны в отраженную волну с круговой поляризацией левого или правого вращения вектора электрического поля.

### 2. Постановка задачи

Рассмотрим структуру, состоящую из двух бесконечных параллельных идеально проводящих двумерно-периодических экранов конечной толщины,  $h_1$  и  $h_2$ , с коаксиально-секторными отверстиями. Расстояние между экранами  $H$  выбрано из условия  $H \geq \lambda/2$ ,  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве. На рис. 1 изображена структура из двух идентичных экранов. Соотношения между размерами периодов экранов и длиной волны в свободном пространстве выбраны из условия распространения только одной пространственной гармоники.

Пусть на структуру из полупространства  $z > 0$  произвольным образом падает плоская линейно поляризованная электромагнитная волна единичной амплитуды. Зависимость электромагнитных полей от времени выбрана в виде  $e^{-i\omega t}$ . Поперечную к оси  $Oz$  составляющую падающего электрического поля представим в виде суммы  $TE$ - и  $TM$ -волн:

$$\vec{E}_i = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp[ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] \times$$

© Ю. В. Антоненко, А. В. Грибовский, 2012

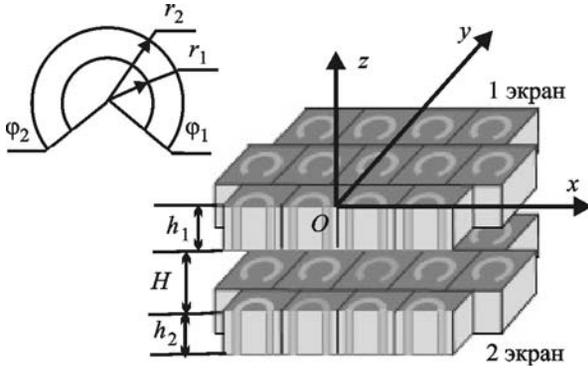


Рис. 1. Двойной экран конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями

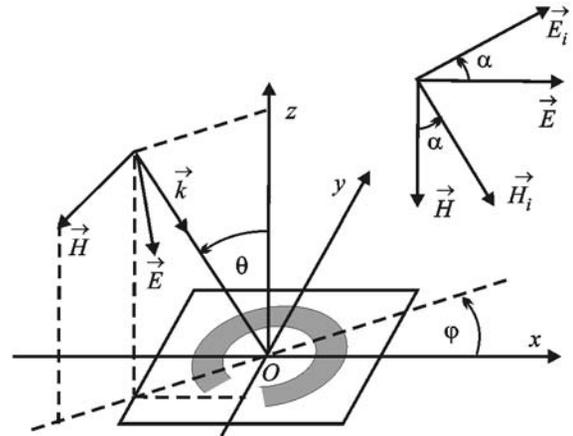


Рис. 2. Пространственная ориентация векторов электромагнитного поля в падающей волне. Показан случай падения TE-волны

$$\times \exp(-ikz \cos \theta) \left[ \cos \alpha (\vec{e}_x \sin \varphi - \vec{e}_y \cos \varphi) + \sin \alpha \cos \theta (\vec{e}_x \cos \varphi - \vec{e}_y \sin \varphi) \right],$$

где  $S = d_1 \times d_2$  – площадь базовой ячейки периодической структуры;  $d_1$ ,  $d_2$  – периоды экранов вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$  соответственно;  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  – единичные орты декартовой системы координат;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\theta$  – угол падения, а значение угла  $\varphi$  задает плоскость падения плоской волны в сферической системе координат. На рис. 2 показана пространственная ориентация векторов электромагнитного поля в падающей волне (случай падения TE-волны). Угол поляризации падающей волны  $\alpha$  лежит в плоскости векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . TE-волне соответствует значение угла  $\alpha = 0^\circ(180^\circ)$ , TM-волне –  $\alpha = 90^\circ(270^\circ)$ .

Поперечную к оси  $Oz$  составляющую отраженного электрического поля представим в виде суперпозиции плоских TE и TM пространственных гармоник:

$$\vec{E}_t^r = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(1)} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs} z} + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(2)} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs} z}, \quad (1)$$

где  $r_{qs}^{(1)}$ ,  $r_{qs}^{(2)}$  – неизвестные амплитуды отражения пространственных TE- и TM-гармоник соответственно;  $\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}$  – постоянные распространения пространственных гармоник вдоль оси  $Oz$ ,  $\kappa_x = kT_x - \frac{2\pi q}{d_1}$ ,  $\kappa_y = kT_y - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1 \tan \chi}$ ,  $T_x = \sin \theta \cos \varphi$ ,  $T_y = \sin \theta \sin \varphi$ ,  $\chi$  – угол определяющий способ размещения центров

базовых ячеек в плоскости экрана (в случае прямоугольной сетки  $\chi = \pi/2$ );  $\vec{\Psi}_{qs}^{(1)}$ ,  $\vec{\Psi}_{qs}^{(2)}$  – ортонормированная система векторных пространственных гармоник [7] (индекс 1 соответствует TE-гармоникам, а индекс 2 – TM-гармоникам),  $\left\{ \begin{matrix} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} \\ \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} \end{matrix} \right\} = \exp[i(\kappa_x x + \kappa_y y)] \frac{1}{\sqrt{S} \kappa_r} \left\{ \begin{matrix} \kappa_y \vec{e}_x - \kappa_x \vec{e}_y \\ \kappa_x \vec{e}_x + \kappa_y \vec{e}_y \end{matrix} \right\}$ ,  $\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ . Продольные относительно оси  $Oz$  составляющие отраженного электромагнитного поля, необходимые для определения поляризационных характеристик, находятся из уравнений Максвелла с учетом выражения (1).

Для численного исследования электродинамических характеристик данной структуры воспользуемся операторным методом решения задач дифракции [8]. Рассмотрим сечение двойного экрана плоскостью  $y = 0$  (см. рис. 3). Здесь  $\vec{q}$  – вектор амплитуд падающего поля;  $\vec{B}$  – вектор амплитуд пространственных гармоник отраженного поля;  $A_{1,2}$ ,  $C_{1,2}$  – амплитуды волноводных волн, распространяющихся или затухающих в положительном и отрицательном направлениях оси  $Oz$ , для первого и второго экранов соответственно;  $G_1$ ,  $G_2$  – амплитуды пространственных гармоник, распространяющихся между экранами;  $\vec{D}$  – вектор амплитуд пространственных гармоник прошедшего поля.

С учетом обозначений на рис. 3 запишем систему операторных уравнений относительно неизвестных амплитуд пространственных гармоник и неизвестных амплитуд волноводных волн:

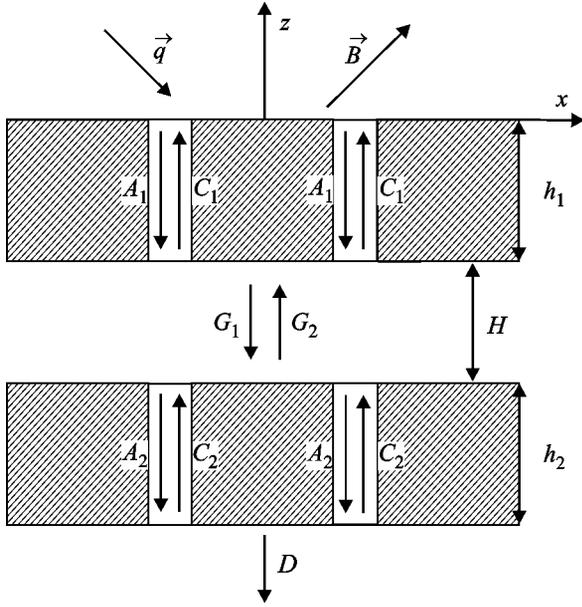


Рис. 3. Поперечное сечение базовой ячейки двойного экрана

$$\begin{cases} B = R_1^+ q + T_1^- C_1, \\ A_1 = T_1^+ q + R_1^- C_1, \\ C_1 = e_1 R_1^- e_1 A_1 + e_1 T_1^+ G_2, \\ G_1 = T_1^- e_1 A_1 + R_1^+ G_2, \\ G_2 = e_L R_2^+ e_L G_1 + e_L T_2^- C_2, \\ A_2 = T_2^+ e_L G_1 + R_2^- C_2, \\ C_2 = e_2 R_2^- e_2 A_2, \\ D = T_2^- e_2 A_2. \end{cases} \quad (2)$$

Решение системы (2) имеет вид:

$$\begin{aligned} G_1 &= Q_3^{-1} T_1^- e_1 Q_1^{-1} T_1^+ q, \\ A_2 &= Q_2^{-1} T_2^+ e_L G_1, \\ C_2 &= e_2 R_2^- e_2 A_2, \\ D &= T_2^- e_2 A_2, \\ G_2 &= e_L R_2^+ e_L G_1 + e_L T_2^- e_2 R_2^- e_2 A_2, \\ A_1 &= Q_1^{-1} (T_1^+ q + R_1^- e_1 T_1^+ G_2), \\ C_1 &= e_1 R_1^- e_1 A_1 + e_1 T_1^+ G_2, \\ B &= R_1^+ q + T_1^- C_1, \end{aligned}$$

где  $R_{1,2}^+$ ,  $T_{1,2}^+$  – операторы отражения и прохождения плоских электромагнитных волн первой и вто-

рой решетки из полубесконечных коаксиально-секторных волноводов;  $R_{1,2}^-$ ,  $T_{1,2}^-$  – операторы отражения и прохождения волноводных волн первой и второй решетки из полубесконечных волноводов;  $e_{1,2}$  – операторы, учитывающие фазовый набег волноводных волн в экранах на длинах  $h_{1,2}$ ;  $e_L$  – оператор, учитывающий фазовый набег пространственных гармоник между экранами на расстоянии  $H$ ;  $Q_1 = (I - R_1^- e_1 R_1^- e_1)$ ,  $Q_2 = (I - R_2^- e_2 R_2^- e_2)$ ,  $Q_3 = (I - LR_2^+ e_L - LU - R_1^+ e_L R_2^+ e_L - R_1^+ e_L U)$ ,  $I$  – единичный оператор,  $L = T_1^- e_1 Q_1^{-1} R_1^- e_1 T_1^+ e_L$ ,  $U = T_2^- e_2 R_2^- e_2 \times Q_2^{-1} T_2^+ e_L$ . Операторы отражения и прохождения представляют собой бесконечные матрицы рассеяния, элементами которых являются амплитуды распространяющихся и не распространяющихся пространственных гармоник и амплитуды волноводных волн. Алгоритм расчета матриц рассеяния описан в работах [9, 10].

### 3. Численные результаты

Исследования частотно-селективных свойств проводились при нормальном падении на двойной экран плоской линейно поляризованной  $TE$ -волны единичной амплитуды. В этом случае вектор электрического поля в падающей волне параллелен оси  $Oy$ , а угол поляризации равен  $\alpha = 0^\circ$ . Центры базовых ячеек экранов расположены в узлах прямоугольной сетки с периодом  $d_1 = d_2 = d$ . Геометрические параметры, одинаковые для каждого из экранов, имеют следующие значения:  $r_1/d = 0.28$ ,  $r_2/d = 0.44$ ,  $\phi_1 = -0.25\pi$ ,  $\phi_2 = 1.25\pi$ ,  $\phi_0 = \phi_2 - \phi_1 = 1.5\pi$ ,  $h_1/d = h_2/d = 3.33$ . Исследуемая структура может работать в частотном диапазоне, в котором при одной распространяющейся пространственной гармонике в коаксиально-секторных волноводах могут распространяться несколько типов волноводных волн.

На рис. 4 представлены зависимости модулей коэффициента отражения электромагнитной волны от относительного расстояния между экранами  $H/d$  при  $d/\lambda = 0.3$ , когда в коаксиально-секторных волноводах распространяется одна  $TE_{11}$ -волна, и при  $d/\lambda = 0.66$ , когда в коаксиально-секторных волноводах могут распространяться две волны –  $TE_{11}$  и  $TE_{21}$ .

Как следовало ожидать, зависимость модуля коэффициента отражения от расстояния между экранами носит периодический характер. Значение периодов этой зависимости приблизительно

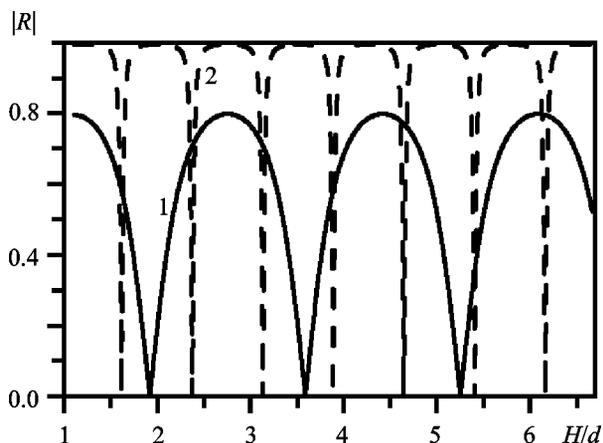


Рис. 4. Зависимости модуля коэффициента отражения от относительного расстояния между экранами: кривая 1 –  $d/\lambda = 0.3$ ; кривая 2 –  $d/\lambda = 0.66$

равно половине длины волны в свободном пространстве.

Исследуем частотно-селективные свойства двойного экрана конечной толщины при условии, что коаксиально-секторные элементы второго (нижнего) экрана повернуты в плоскости  $(x, y)$  на угол  $\pi/2$  по отношению к элементам первого экрана:  $\varphi_1 = -0.25\pi$ ,  $\varphi_2 = 1.25\pi$  – для первого экрана и  $\varphi_1 = 0.25\pi$ ,  $\varphi_2 = 1.75\pi$  – для второго экрана.

Зависимость квадрата модуля коэффициента отражения  $|R|^2$  от частотного параметра  $\kappa = d/\lambda$  такой структуры изображена на рис. 5 при  $H/d = 1.55$ . Для удобства анализа частотно-селективных свойств двойного экрана пронумеруем резонансные пики этой зависимости. В случае резонанса номер 1 на “эквивалентной электрической длине” коаксиально-секторной щели [11] укладывается приблизительно длина волны в свободном пространстве, т. е. выполняется приближенное условие  $l \approx \lambda$ , где  $l = (\varphi_2 - \varphi_1)(r_1 + r_2)/2$  – “эквивалентная электрическая длина”, равная длине дуги, проходящей через середину коаксиально-секторного волновода. Следует отметить, что резонанс номер 1 при выбранных геометрических параметрах наблюдается на частоте ниже критической для первой высшей  $TE_{21}$ -волны коаксиально-секторного волновода. Резонанс номер 2 наблюдается, когда между экранами на расстоянии  $H$  укладывается приблизительно одна длина волны в свободном пространстве, а в волноводных каналах распространяются две волноводные волны. Резонанс полного прохождения номер 3 связан

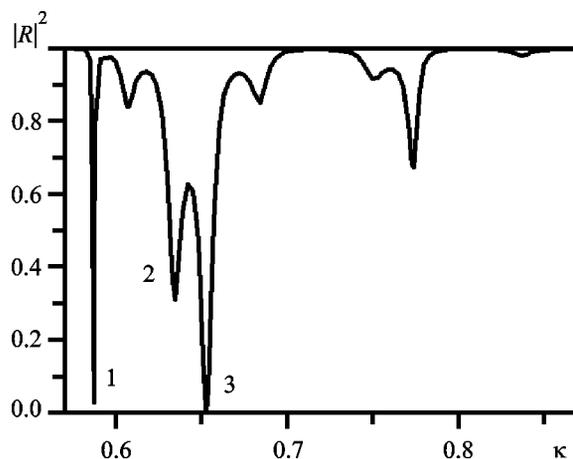


Рис. 5. Зависимость квадрата модуля коэффициента отражения от частотного параметра

с резонансами по толщине первого и второго экранов. На частоте этого резонанса выполняются приближенные соотношения:  $\Lambda_{11}/2 \approx h_{1,2}$  и  $\Lambda_{21} \approx h_{1,2}$ , где  $\Lambda_{11}$  – длина  $TE_{11}$  – волны в волноводе, а  $\Lambda_{21}$  – длина  $TE_{21}$  – волны в волноводе.

Были проведены численные исследования электродинамических свойств двойного экрана с повернутыми на угол  $\pi/2$  коаксиально-секторными отверстиями нижнего экрана в зависимости от направления поляризации падающей волны. На рис. 6. представлены зависимости квадрата модуля коэффициента отражения и модулей коэффициентов отражения  $TE$ - и  $TM$ -волн от угла поляризации падающей волны  $\alpha$  при  $d/\lambda = 0.64$ . Геометрические параметры структуры такие же, как и в предыдущем случае.

Из рис. 6 следует, что при повороте коаксиально-секторных элементов нижнего экрана на угол  $\pi/2$  относительно элементов верхнего экрана, значение коэффициента отражения плоской волны по мощности не зависит от направления поляризации в падающей волне, т. е. исследуемая структура является поляризационно-независимой. Уровень прохождения электромагнитного поля через двойной экран на фиксированной частоте можно регулировать путем изменения расстояния между экранами.

Уровень прохождения электромагнитного поля через двойной экран можно изменять также, смещая коаксиально-секторные элементы нижнего экрана на произвольный угол  $\beta$  относительно элементов верхнего экрана при фиксированной частоте и фиксированном расстоянии между

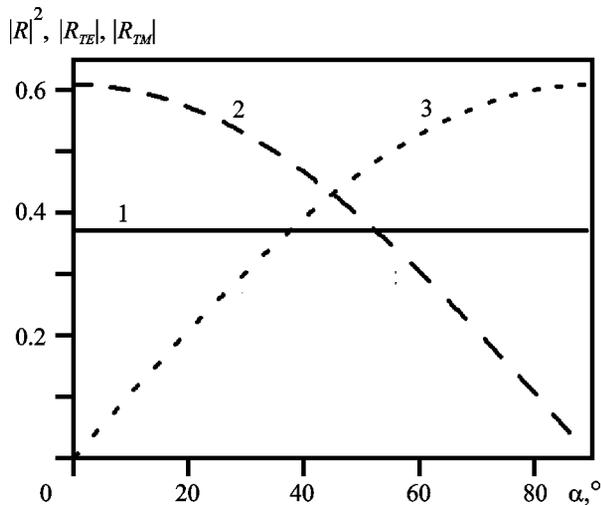


Рис. 6. Зависимости квадрата модуля коэффициента отражения (линия 1) и модулей коэффициентов отражения  $TE$ - и  $TM$ -волн (линия 2 и линия 3 соответственно) от угла поляризации падающей волны

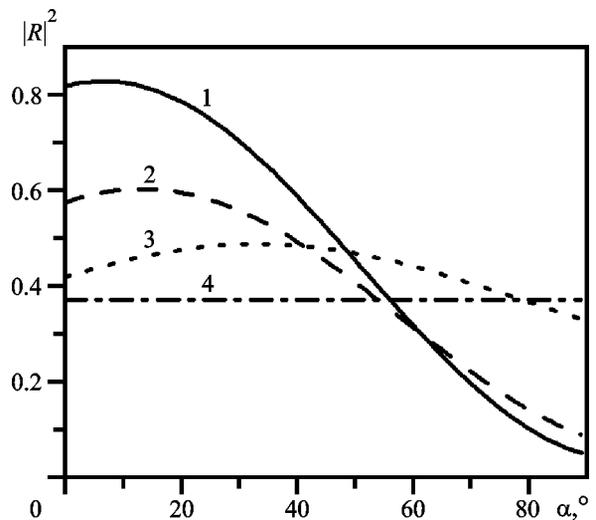


Рис. 7. Зависимости квадратов модулей коэффициентов отражения от угла поляризации падающей волны: линия 1 –  $\beta = 30^\circ$ ; линия 2 –  $\beta = 60^\circ$ ; линия 3 –  $\beta = 80^\circ$ ; линия 4 –  $\beta = 90^\circ$

экранами. Зависимости квадрата модуля коэффициента отражения от угла поляризации при  $\beta = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 90^\circ$  показаны на рис. 7.

Исследуем поляризационные характеристики поля, отраженного от двойного экрана с коаксиально-секторными отверстиями, повернутыми друг относительно друга на угол  $\pi/2$ . Для описания поляризационных характеристик отраженного поля воспользуемся параметрами Стокса [5, 12]  $S_R = S_0\{1; S_1; S_2; S_3\}$ , где  $S_0$  – интенсивность электромагнитной волны. На рис. 8 представлены зависимости параметров Стокса отраженной волны от относительного расстояния между экранами при  $d/\lambda = 0.64$ . Исследован случай нормального падения на двойной экран плоской линейно поляризованной волны с углом поляризации  $\alpha = 45^\circ$ . Элементы второго экрана повернуты на угол  $\pi/2$  по отношению к элементам первого.

Видно, что при определенных расстояниях между экранами параметр Стокса  $S_3$  принимает значения или  $+1$ , или  $-1$ , т. е. наблюдается либо правая круговая поляризация, либо левая круговая поляризация отраженного поля. Когда параметр Стокса  $S_2$  принимает значения  $\pm 1$ , поляризация отраженного поля изменяется на ортогональную, т. е. получаем кроссполяризованную волну. Изменяя расстояние между экранами на фиксированной частоте, можно изменять поляризацию отраженного поля от линейной поляризации до круговой поляризации. Благодаря этому

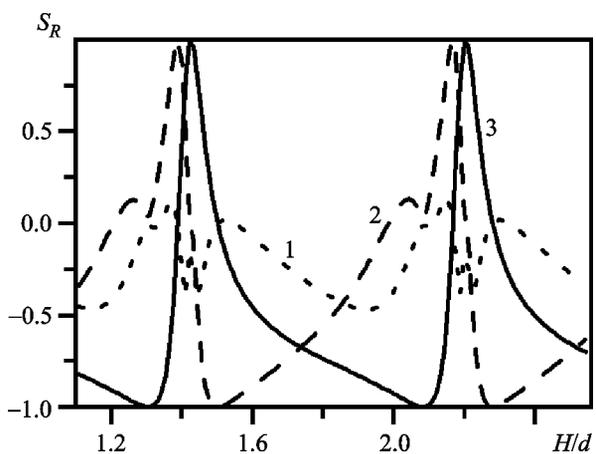


Рис. 8. Зависимости параметров Стокса отраженной волны от относительного расстояния между экранами: кривая 1 –  $S_1$ ; кривая 2 –  $S_2$ ; кривая 3 –  $S_3$

свойству рассмотренная структура может использоваться в различных управляющих устройствах квазиоптического типа.

#### 4. Выводы

С помощью метода обобщенных матриц рассеяния совместно с операторным методом решения задач дифракции исследованы поляризационные и частотно-селективные свойства двойного экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями. Найдены и объяснены резонансы полного и частичного прохождения электромагнит-

ных волн при различных расстояниях между экранами и на разных частотах. Установлено, что электродинамические характеристики структуры, у которой волноводы нижнего экрана повернуты на угол  $\pi/2$  по отношению к волноводам верхнего экрана, не зависят от направления поляризации в падающем поле. Показано, что на определенной частоте, изменяя расстояние между экранами, можно изменять поляризацию отраженной волны. Кроме того, рассмотренная структура может преобразовывать падающую линейно поляризованную волну в отраженную волну с левой или правой круговой поляризацией.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Euler M., and Fusco V. Frequency Selective Surface Using Nested Split Ring Slot Elements as a Lens With Mechanically Reconfigurable Beam Steering Capability // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2010. – Vol. 58, No. 10. – P. 3417–3421.
2. Azemi S. N., Ghorbani K., and Rowe W. S. T. 3D Frequency Selective Surfaces // Progress In Electromagnetics Research C. – 2012. – Vol. 29. – P. 191–203.
3. Euler M., Fusco V., Cahill R., and Dickie R. 325 GHz Single Layer Sub-Millimeter Wave FSS Based Split Slot Ring Linear to Circular Polarization Converter // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2010. – Vol. 58, No. 7. – P. 2457–2459.
4. Грибовский А. В., Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Дифракция электромагнитных волн на многослойной структуре из бесконечных металлических экранов с прямоугольными отверстиями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, № 2. – С. 166–170.
5. Антоненко Ю. В., Грибовский А. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн на отражательной решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – Т. 16, № 1. – С. 82–89.
6. Антоненко Ю. В., Грибовский А. В. Незеркальное отражение электромагнитных волн от двумерно-периодической решетки из закороченных коаксиально-секторных волноводов // Радиофизика и электроника. – 2011. – Т. 2(16), № 3. – С. 26–33.
7. Amitay N., Galindo V., and Wu C. Theory and analysis of phased array antennas. – New York: Wiley-Interscience, 1972. – 443 p.
8. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – Киев: Наукова думка, 1984. – 239 с.
9. Грибовский А. В., Мангушина Ю. В. Алгоритм расчета обобщенных матриц рассеяния двумерно-периодической решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов // Вісник Харківського національного університету. Серія «Математичне моделювання. Інформаційні технології. Автоматизовані системи управління». – 2009. – Вып. 11. № 847. – С. 106–115.
10. Грибовский А. В., Мангушина Ю. В. Характеристики излучения активной ФАР из коаксиально-секторных волноводов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т. 13, № 2. – С. 24–29.
11. Антоненко Ю. В., Грибовский А. В. Частотно-селективные свойства плоского экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – Т. 15, № 3. – С. 330–337.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.

Ю. В. Антоненко, О. В. Грибовський

Радиоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ТА ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНІ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОДВІЙНОГО ЕКРАНУ  
СКІНЧЕНОЇ ТОВЩИНИ  
З КОАКСІАЛЬНО-СЕКТОРНИМИ ОТВОРАМИ

Досліджено поляризаційні та частотно-селективні характеристики подвійного екрану скінченної товщини з коаксиально-секторними отворами. Розраховано залежності коефіцієнта відбиття від частоти та від відстані між екранами. Проаналізовано залежності параметрів Стокса відбитої хвилі від відстані між екранами за нормального падіння на структуру плоскої лінійно поляризованої електромагнітної хвилі. Показано, що для певних геометричних параметрів структури коефіцієнт відбиття не залежить від напрямку поляризації падаючої хвилі.

J. V. Antonenko and A. V. Gribovsky

Institute of Radio Astronomy, National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

POLARIZATION AND FREQUENCY-SELECTIVE  
PROPERTIES OF A DOUBLE SCREEN OF FINITE  
THICKNESS WITH COAXIAL-SECTOR APERTURE

The polarization and frequency-selective properties of a double screen of finite thickness with coaxial-sector apertures are investigated. The dependences of the reflection coefficient on frequency and distance between the screens are calculated. The Stokes parameters of the reflected wave are analyzed in dependence on distance between the screens for the case of normal incidence of a plane linearly polarized electromagnetic wave upon the structure. It is shown that the reflection coefficient does not depend on polarization angle of the incident wave under certain geometric parameters of the structure.

Статья поступила в редакцию 18.06.2012