

## Преобразование поляризации на решетке с киральным слоем

С. Б. Панин, А. Е. Поединчук

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
Украина, 61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12  
E-mail: panin@ire.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 31 мая 2002 г.*

Рассмотрено преобразование поляризации электромагнитного поля при дифракции на полупрозрачной структуре, состоящей из дифракционной решетки и слоистой среды, включающей киральный слой. Векторная задача дифракции решена с применением процедуры аналитической регуляризации. Исследованы условия установления режимов полного преобразования падающего линейно поляризованного поля в прошедшее поле кросс-поляризации и существенного преобразования поляризации отраженного поля. Изучено влияние параметров структуры на характер дифракции.

Розглянуто перетворення поляризації електромагнітного поля при дифракції на напівпрозорій структурі, що складається з дифракційної ґратки та шаруватого середовища, яке містить кіральний шар. Векторну задачу дифракції розв'язано з використанням процедури аналітичної регуляризації. Досліджено умови встановлення режимів повного перетворення падаючого лінійно поляризованого поля в поле крос-поляризації та значного перетворення поляризації відбитого поля. Вивчено вплив параметрів структури на характер дифракції.

### 1. Введение

Созданные для СВЧ диапазона киральные материалы [1] проявляют свойства оптической активности и кругового дихроизма, следствием которых является превращение линейной поляризации в эллиптическую. Так, в работе [2] показано, что при дифракции линейно поляризованной волны, нормально падающей на простую ленточную решетку, которая расположена над киральным полупространством, в отраженном поле появляются компоненты, отсутствующие у падающего поля.

Дифракционным свойствам диэлектрических слоев, электродинамически связанных с близко расположенной периодической структурой, уделяется большое внимание. Явление запирания диэлектрического слоя с ленточной решеткой рассматривалось в работе [3]. Как оказалось, в случае, когда число распростра-

няющихся в слое волн Флоке больше их количества вне его, в слое возможны высокодобротные резонансы, что позволяет возбуждать в структуре колебания, близкие к собственным. При этом, когда в отраженном и прошедшем поле распространяется только одна пространственная гармоника, изменение энергетических характеристик максимально – режимы полного отражения сменяются режимами полной прозрачности. Подобные явления, но сопровождаемые преобразованием поляризации поля, имеют место и для случая кирального слоя с решеткой.

В настоящей работе исследуется преобразование линейной поляризации волны в результате дифракции на полупрозрачной структуре, состоящей из плоской ленточной решетки и слоистой среды, один из слоев которой – киральный. Для этого решается векторная задача дифракции [4].

## 2. Формулировка задачи

В плоскости  $z = h_l$  расположена плоская ленточная решетка с периодом  $l$  и шириной щели  $d$ , образованная бесконечно тонкими идеально проводящими бесконечными лентами, параллельными оси  $OX$  (рис. 1, а). Пространство разделено на четыре области:  $z > h_1$ ,  $0 < z < h_1$ ,  $-h_2 < z < 0$  и  $z < -h_2$ , заполненные средами с диэлектрическими и магнитными проницаемостями  $\epsilon_j, \mu_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ). В дальнейшем предполагаем, что первая среда – без потерь, а третья область структуры заполнена средой с параметром киральности  $\gamma$ . Сверху на решетку наклонно падает плоская электромагнитная волна:  $\mathbf{E}^{\text{in}} = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k}^{\text{in}}\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{H}^{\text{in}} = \mathbf{H}_0 \exp(i\mathbf{k}^{\text{in}}\mathbf{r})$ , где  $\mathbf{k}^{\text{in}} = -k_1(0, \sin\alpha, \cos\alpha)$ ,  $k_1 = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_1\mu_0\mu_1}$ ,  $\alpha$  – угол между  $\mathbf{k}^{\text{in}}$  и  $OZ$  (см. рис. 1, б), временную зависимость выбираем в виде  $\exp(-i\omega t)$ . Необходимо найти рассеянное поле.

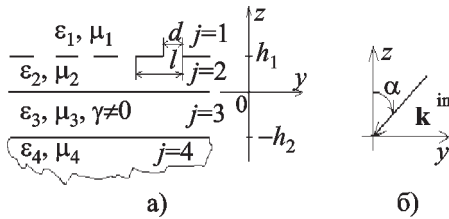


Рис. 1. Схема структуры (а) и геометрия падающей волны (б)

Искомое поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла, которые для  $j$ -го слоя имеют вид [3]:

$$\text{rot } \mathbf{E} = \begin{cases} i\omega\mu_0\mu_j\mathbf{H}, & j = 1, 2, 4, \\ i\omega(\mu_0\mu_3\mathbf{H} - i\gamma\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\mathbf{E}), & j = 3, \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \begin{cases} -i\omega\epsilon_0\epsilon_j\mathbf{E}, & j = 1, 2, 4, \\ -i\omega(\epsilon_0\epsilon_3\mathbf{E} + i\gamma\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\mathbf{H}), & j = 3, \end{cases}$$

а также условию излучения на бесконечности, граничным условиям, условию квазипериодичности и условию конечности энергии поля в любой ограниченной области пространства. Это обеспечивает существование и единственность решения.

## 3. Решение задачи дифракции

При наклонном падении волны однородность структуры вдоль оси  $OX$  исключает зависимость поля от  $x$ -координаты. В смысле ориентации векторов возбуждающего поля, задача сводится к случаю  $E$ -поляризации, когда  $\mathbf{E}_0 = (\tilde{e}, 0, 0)$ , или  $H$ -поляризации, когда  $\mathbf{H}_0 = (\tilde{h}, 0, 0)$ , где  $\tilde{e}, \tilde{h}$  – комплексные величины. Поле в киральной среде определяется из (1) при  $j = 3$  как [5]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^+ + \mathbf{E}^-, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^+ + \mathbf{H}^- = -i(\mathbf{E}^+ - \mathbf{E}^-)/\rho_3,$$

$$\Delta_{yz}u^\pm + k^{\pm 2}u^\pm = 0, \quad E_x^\pm = u^\pm(y, z),$$

$$E_y^\pm = \mp \frac{1}{k^\pm} \frac{\partial u^\pm}{\partial z}, \quad E_z^\pm = \pm \frac{1}{k^\pm} \frac{\partial u^\pm}{\partial y},$$

где  $k^\pm = -k_3(1 \pm \eta)$ ,  $k_j = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_j\mu_0\mu_j}$ ,  $\eta = \gamma/\sqrt{\epsilon_3\mu_3}$ ,  $\rho_j = \sqrt{\mu_0\mu_j/\epsilon_0\epsilon_j}$ . Волны правой и левой круговой поляризации с постоянными распространения  $k^\pm$  являются собственными волнами киральной среды. Все компоненты искомого поля отличны от нуля, т. е. рассматривается векторная задача.

Для каждой области структуры решение будем искать в виде разложения в ряды Фурье. Подставляя эти ряды в уравнение Гельмгольца, следующее из (1) ( $\Delta_{yz}u + k_j^2u = 0$  для  $j = 1, 2, 4$  и  $\Delta_{yz}u + k^{\pm 2}u = 0$  для  $j = 3$ ), получим представление поля, соответствующее разложению Рэлея [3] дифрагированного поля в виде суперпозиции парциальных волн пространственного спектра, а именно конечного числа распространяющихся однородных волн и бесконечного числа поверхностных волн. В полученном представлении поля определен характер распространения этих волн: постоянные распространения  $n$ -й гармоники

( $n = 0, \pm 1, \dots$ ) в  $j$ -й среде имеют вид  $\xi_n = 2\pi n/l - k_1 \sin \alpha$  вдоль оси  $OY$ , и  $\zeta_n^j|_{j \neq 3} = \sqrt{k_j^2 - (\xi_n)^2}$ ,  $\zeta_n^\pm = \sqrt{(k^\pm)^2 - (\xi_n)^2}$  вдоль  $OZ$ . При этом для распространяющихся гармоник  $\text{Im}(\zeta_n^{j,\pm}) = 0$ , а для поверхностных  $\text{Im}(\zeta_n^{j,\pm}) > 0$ . Комплексными амплитудами волн являются неизвестные фурье-коэффициенты.

Использование граничных условий позволяет установить связь между искомыми коэффициентами Фурье в частных областях, а также получить для их определения связанные системы дуальных уравнений с ядрами в виде тригонометрических функций. Такие системы эквивалентны операторным уравнениям первого рода в гильбертовом пространстве. Главным недостатком уравнений первого рода является рост числа обусловленности матриц при увеличении порядка усечения исходной системы [6]. Поэтому метод усечения, как правило, не позволяет найти решение полученных систем с заданной точностью. Применение процедуры аналитической регуляризации [7, 8] приводит системы к виду, позволяющему проводить эффективное численное решение:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} X_n \exp(in\varphi) + \theta X_0 = 0, \quad \delta < |\varphi| < \pi \\ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} \frac{|n|}{n} X_n \exp(in\varphi) + \theta X_0 = F^1, \quad |\varphi| < \delta \\ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n}{n + \theta} X_n + X_0 = 0, \quad \varphi = \pi; \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} Y_n \exp(in\varphi) + \theta Y_0 = 0, \quad \tilde{\delta} < |\varphi| < \pi \\ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} \frac{|n|}{n} Y_n \exp(in\varphi) + \theta Y_0 = F^2, \quad |\varphi| < \tilde{\delta} \\ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n}{n + \theta} Y_n + Y_0 = 0, \quad \varphi = \pi. \end{array} \right.$$

Здесь  $X_n(x_n, y_n), Y_n(x_n, y_n)$  – линейные комбинации фурье-коэффициентов  $x_n, y_n$ , которые определяют амплитуды  $n$ -х гармоник в киральной среде;  $F^{1,2} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} f_n^{1,2}(X_n, Y_n) \exp(in\varphi)$ ,  $f_n^{1,2}$  – линейные комбинации  $X_n, Y_n$ ;  $\varphi = 2\pi y/l$ ;  $\delta = \pi d/l$ ;  $\tilde{\delta} = \pi - \delta$ ;  $-\theta = m_0 + l \sin \alpha / \lambda_0$ ,  $-1 \leq 2 \theta < 1$ ,  $m_0$  – ближайшее целое число к  $-l \sin \alpha / \lambda_0$ ,  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме. Коэффициенты Фурье в остальных областях структуры выражаются через  $x_n, y_n$ . Условие  $|\varphi| < \delta$  соответствует щели решетки, а  $\delta < |\varphi| < \pi$  – ленте.

Асимптотические оценки показывают, что члены рядов  $F^{1,2}$  при больших  $|n|$  ведут себя следующим образом:

$$f_n^{1,2} \Big|_{|n| \rightarrow \infty} = \sigma_n^{1,2} n^{-2} + O(\exp(-\sigma|n|)),$$

где  $\sigma \sim 4\pi h_1/l > 0$ , а величины  $\sigma_n^{1,2}$  удовлетворяют условиям  $\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} |\sigma_n^{1,2}|^2 < \infty$ . Следовательно, функции  $F^{1,2}$  представляют собой быстро сходящиеся ряды. В левых же частях систем (2) выделена сингулярная часть оператора задачи [7].

Системы, приведенные к виду (2), соответствуют задаче Римана-Гильберта [8]. Используя известный метод решения этой задачи, получим следующую бесконечную систему линейных алгебраических уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta X_0 = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} V_{0p} \{ \alpha_p^0 X_p + \beta_p Y_p \} + b_0, \\ X_n = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} V_{np} \{ \alpha_p^n X_p + \beta_p Y_p \} + b_n, \\ \theta Y_0 = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \tilde{V}_{0p} \{ \tilde{\alpha}_p X_p + \tilde{\beta}_p^0 Y_p \} + \tilde{b}_0, \\ Y_n = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \tilde{V}_{np} \{ \tilde{\alpha}_p X_p + \tilde{\beta}_p^n Y_p \} + \tilde{b}_n, \end{array} \right. \quad (3)$$

где величины  $V_{np}, \tilde{V}_{np}; \alpha_p^n, \beta_p$  и  $\tilde{\alpha}_p, \tilde{\beta}_p^n$  определены в [4]. Асимптотическая оценка

коэффициентов  $\alpha_p^n, \tilde{\beta}_p^n = O(n^{-2})$  и  $\tilde{\alpha}_p, \beta_p = O(\exp(-\sigma|n|))$ , а также поведение  $V_{np}, \tilde{V}_{np}$  при  $|n|, |p| \rightarrow \infty$  показывают, что система (3) эквивалентна операторному уравнению второго рода, а это позволяет получить численное решение методом редукции с наперед заданной точностью.

#### 4. Численное исследование

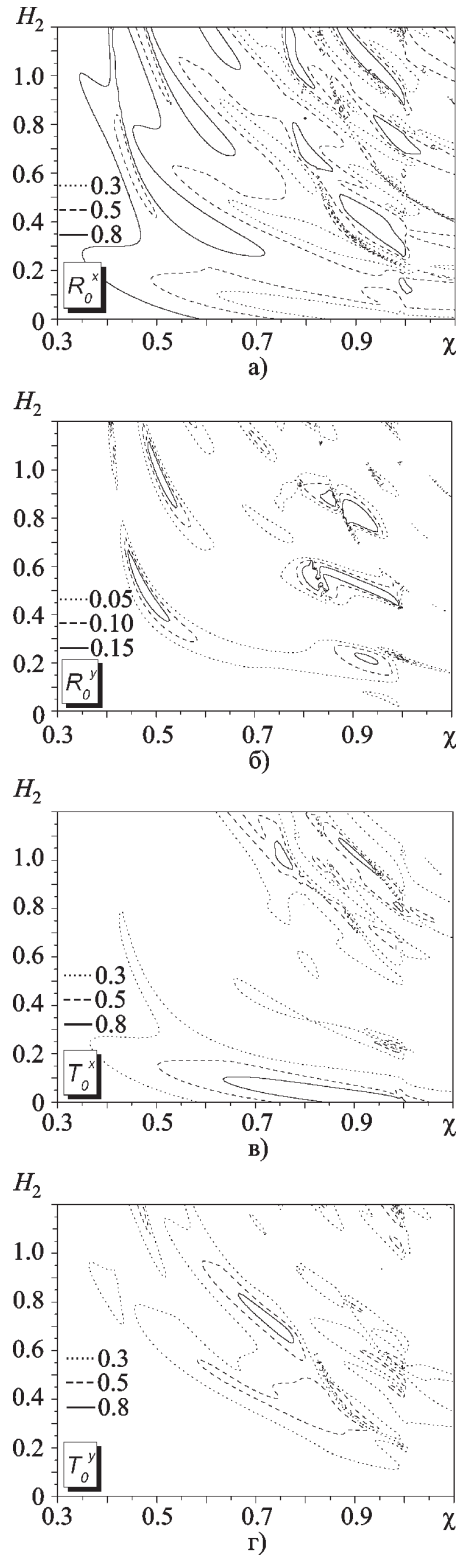
В дальней зоне структуры ( $z \rightarrow \pm\infty$ ) поле определяется суперпозицией конечного числа распространяющихся гармоник. При этом поверхностная  $n$ -я гармоника  $j$ -среды становится распространяющейся при таком значении частотного параметра  $\chi = l/\lambda_0$ , для которого  $\zeta_n^j(\chi_n^j) = 0$ . В киральном слое распространяющиеся  $n$ -е гармоники левой и правой круговой поляризации появляются соответственно на частотах  $\chi_n^\pm$ , удовлетворяющих соотношению:

$$\chi_n^\pm \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_3 \mu_3} (1 \pm \eta)) = |n - \chi_n^\pm \sin \alpha|.$$

Обозначим эффективность структуры в  $n$ -м порядке спектра величинами  $R_n^{x,y}$  и  $T_n^{x,y}$ , которые определяют относительную долю рассеянной энергии, уносимую от структуры соответственно в верхнее и нижнее полупространство  $n$ -ми распространяющимися гармониками с волновыми векторами  $\mathbf{k}_n^1 = (0, \xi_n, \zeta_n^1)$  и  $\mathbf{k}_n^4 = (0, \xi_n, -\zeta_n^4)$ . Индексы  $x$  и  $y$  соответственно относятся к полю  $E$ - и  $H$ -поляризации.

В этой работе ограничимся исследованием эффективности структуры в нулевом порядке спектра при падении линейно поляризованной волны. Основной поляризацией будем называть поляризацию падающего поля. Под кросс-поляризацией будем понимать поляризацию, плоскость которой перпендикулярна плоскости основной поляризации. В дальнейшем считаем, что  $\tilde{\varepsilon} = 1, \tilde{h} = 0, \varepsilon_1 = \varepsilon_4 = 1, \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 4, \mu_j = 1$  и  $H_1 = h_1/l = 0.03$ .

Эффективность как функция от  $\chi$  и  $H_2 = h_2/l$  представлена на рис. 2 в виде ли-



**Рис. 2.** Эффективность по полю основной и кросс-поляризации при отражении (а, б) и прохождении (в, г) в зависимости от  $\chi$  и  $H_2$  для  $\alpha = 0^\circ, \eta = 0.3, d/l = 0.5$

ний равного уровня. Зоны запираения, в которых  $R_0^x + R_0^y \rightarrow 1$ , для рассматриваемого случая расположены в частотной области  $0.769 < \chi < 1$ . Преобразование поляризации проявляется наиболее значительно в режиме, при котором в отраженном и прошедшем поле распространяется только одна пространственная гармоника. В области существования высших распространяющихся гармоник,  $\chi > 1$ , ввиду перераспределения энергии между ними, преобразование поляризации проявляется слабее, а зоны полного запираения не наблюдаются.

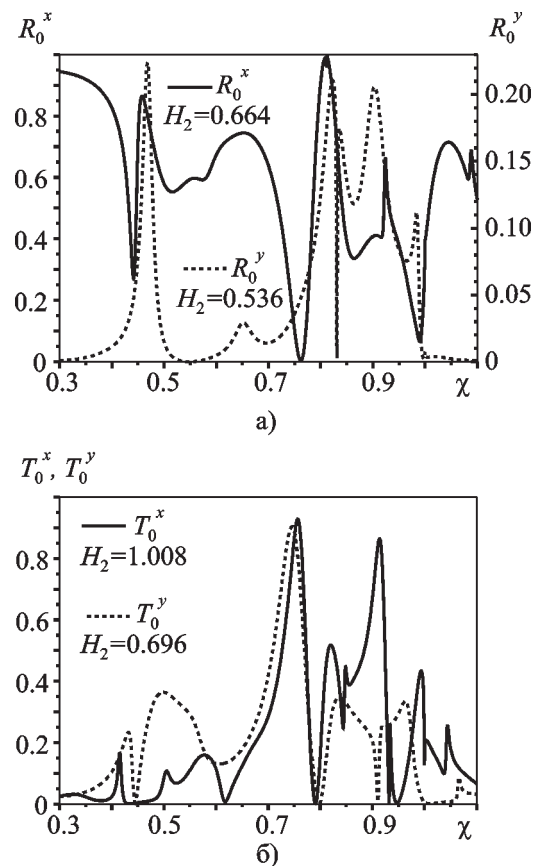
Как известно, при нормальном падении волны на одиночный киральный слой в отраженном поле кросс-поляризация отсутствует и отражение происходит как от диэлектрического слоя с теми же проницаемостями. Благодаря присутствию решетки, падающая плоская волна трансформируется в суперпозицию гармоник пространственного спектра, что дает возможность, даже при нормальном падении, получить кросс-поляризацию в отраженном поле. При отражении эффективность в нулевом порядке спектра по полю кросс-поляризации не зависит от поляризации возбуждающего поля.

В рассматриваемой структуре эффективность отражения по полю для кросс-поляризации может составлять до четверти энергии падающего поля. В прошедшем поле можно получить практически полное преобразование поляризации. Сравнивая рассеяние на рассматриваемой структуре и на одиночном киральном слое, можно заключить, что в одноволновой области наличие решетки существенным образом сказывается на преобразовании поляризации при отражении. Размеры и положение зон преобразования поляризации прошедшего поля определяются в значительной степени свойствами одиночного кирального слоя и прозрачностью решетки.

Рассеянное решеткой поле основной поляризации, попадая в киральный слой, возбуждает в нем поле, соответствующее суперпозиции волн пространственного спектра. Эти волны, как видно из представления поля в киральной среде, имеют круговую поляризацию, для реализации которой необходимы все составляющие поля (т. е. гармоники как основной, так и кросс-поляризации). Волны круговой

поляризации кирального слоя вызывают появление поля кросс-поляризации и в остальных областях. Посредством решетки, приводящей к возбуждению волн высших порядков, устанавливается электродинамическая связь между различными флюке-гармониками как в слоях, так и вне их. При определенных значениях параметров структуры в результате интерференции могут реализовываться режимы полного отражения на основной поляризации, значительного преобразования поляризации отраженного поля и почти полного преобразования поляризации прошедшего поля.

Рассматриваемые режимы имеют резонансный характер (рис. 3), а возбуждаемые колебания близки к собственным колебаниям



**Рис. 3.** Частотная зависимость эффективности по полю основной и кросс-поляризации при отражении (а) и прохождении (б) при различных значениях  $H_2$  для  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\eta = 0.3$ ,  $d/l = 0.5$

структуры. При этом киральный слой проявляет свойства открытого резонатора. Для диэлектрического слоя  $j = 2$  малой толщины его резонансными свойствами можно пренебречь. Если  $\chi \geq \chi_1^\pm$ , то в киральном слое распространяющихся высших гармоник больше, чем в областях  $j = 1, 4$ . При режимах полного отражения эти гармоники оказываются как бы “запертыми” в слое [3].

В целом рассматриваемые режимы подобны аналогичным резонансным явлениям в структурах с диэлектрическими слоями. Условием поперечного резонанса  $q$ -й распространяющейся гармоники в  $j = 3$  слое, который при  $\eta = 0$  будет диэлектрическим, является

$$2\zeta_q^\pm \Big|_{\eta=0} h_2 + \phi_{ph} = 2\pi k_{ph}, \quad k_{ph} = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где  $\phi_{ph}$  – фазовая поправка на “отражение от границ”. При резонансе основной волны ( $q = 0$ ) происходит полное прохождение, а при резонансе “запертой” волны должно наблюдаться полное отражение. Учет наличия решетки приводит к смещению положения резонанса на экспоненциально малую величину. При небольших зазорах  $h_1$  действительные корни уравнения (4) получают экспоненциально малые комплексные добавки, определяющие конечную добротность колебаний слоя с решеткой. При взаимодействии ближнего поля решетки со слоем частотный сдвиг резонансов и их характер определяются величиной зазора  $h_1$  и преобразованием волн на решетке.

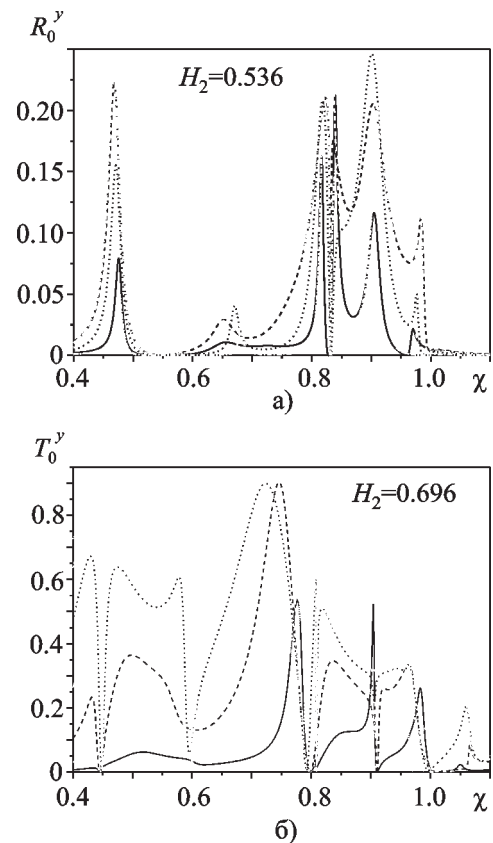
Киральность слоя приводит к необходимости дополнить стандартное фазовое условие типа (4) с  $\eta \neq 0$  соотношением, отражающим совпадение направлений поляризации резонирующих гармоник, которое в простейшем случае имеет вид

$$2\zeta_q^\pm h_2 + \phi_{pol} = 2\pi k_{pol}, \quad k_{pol} = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где  $\phi_{pol}$  – изменение поляризации на границах слоя. Таким образом, реализация резонансного режима усложняется необходимостью

одновременного выполнения условий (4) с  $\eta \neq 0$  и (5). При этом не всем зонам полного отражения структуры с диэлектриком можно поставить в соответствие подобные зоны отражения, но уже для основной и кросс-поляризации при  $\eta \neq 0$ . Невозможность полного преобразования поляризации поля при отражении можно объяснить тем, что при реализации резонанса соответствующая стоячая волна образуется в слое уже после однократного преломления на границе слоев 3, 4.

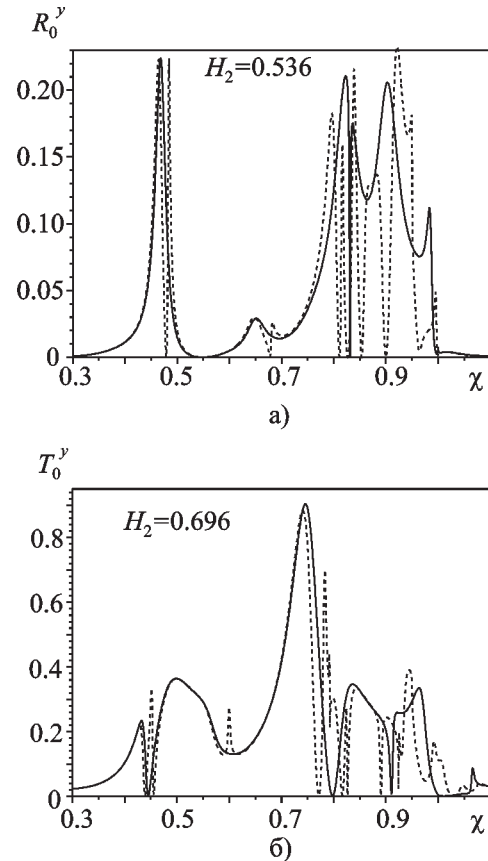
Частотная зависимость эффективности по полю кросс-поляризации при прохождении и отражении для различных значений коэффициента прозрачности решетки  $\Theta = d/l$  приведена на рис. 4. При отражении преобразо-



**Рис. 4.** Частотная зависимость эффективности по полю кросс-поляризации при отражении (а) и прохождении (б) для  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\eta = 0.3$  при различных значениях коэффициента прозрачности решетки  $d/l$ : — —  $d/l = 0.3$ ; - - -  $d/l = 0.5$ ; ····  $d/l = 0.7$

вание поляризации наиболее широкополосное (по  $\chi$  и  $H_2$ ) в окрестности  $\Theta=0.5$  (рис. 4, а). Сужение частотной области, в которой наблюдается этот эффект, происходит несколько заметнее при уменьшении щели, чем при росте  $\Theta$ . Для узких щелей незначительная часть падающего поля попадает в киральный слой и участвует в преобразовании поляризации. При этом невелико и периодическое возмущение, вызываемое решеткой, поэтому высшие гармоники, необходимые для эффективного преобразования поляризации, возбуждаются слабо. Аналогично, периодическое возмущение мало и для случая узких лент решетки. Величина  $\Theta$ , определяющая изменение фазы волны при отражении и прохождении через решетку, наряду с основными резонансными параметрами структуры  $\chi$ ,  $H_2$  влияет на положение зон эффективного преобразования поляризации. Преобразование поляризации при прохождении, связанное в основном с изменением поляризации нулевой гармоники по мере распространения в киральном слое, с увеличением прозрачности решетки в целом растет (рис. 4, б).

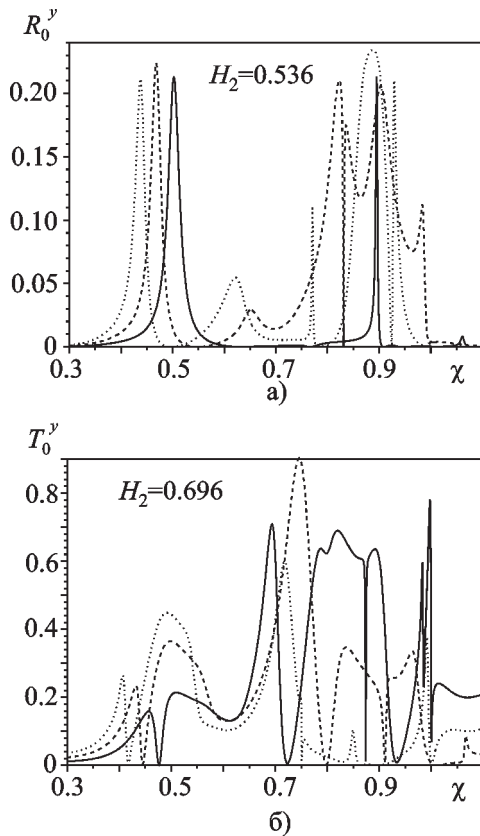
Эффективность по полю кросс-поляризации при прохождении и отражении для различных углов падения показана на рис. 5. Точки возникновения  $\pm n$ -х распространяющихся гармоник при нормальном падении совпадают, т. к.  $\chi_n^j|_{\alpha=0} = \chi_{-n}^j|_{\alpha=0}$ . При наклонном падении положительные и отрицательные распространяющиеся гармоники появляются на разных частотах и имеют различную фазовую скорость. Соответственно резонансы на этих гармониках расщепляются, а их общее количество удваивается. Таким образом, зоны реализации рассматриваемых резонансных эффектов также расщепляются. Зоны отражения (рис. 5, а) расщепляются сильнее, чем зоны прохождения (рис. 5, б). Для небольших углов это расщепление проявляется наиболее отчетливо. С увеличением угла падения положение зон смещается в длинноволновую область, т. к. высшие гармоники при этом появляются раньше. Преобразование поляризации по отраженному и прошедшему полю наиболее



**Рис. 5.** Частотная зависимость эффективности по полю кросс-поляризации при отражении (а) и прохождении (б) при  $\eta = 0.3$ ,  $d/l = 0.5$  для различных углов падения  $\alpha$ :  
 — —  $\alpha = 0^\circ$ ; - - -  $\alpha = 3^\circ$

более широкополосное при нормальном возбуждении структуры. Рост угла падения приводит к некоторому увеличению эффективности по полю кросс-поляризации при отражении и к уменьшению при прохождении.

Частотная зависимость эффективности по полю кросс-поляризации при прохождении и отражении поляризации для различных значений относительного параметра киральности  $\eta$  приведена на рис. 6. С увеличением  $\eta$  в киральной среде распространяющиеся гармоники левой круговой поляризации возникают на более низких частотах. Соответственно, зоны проявления резонансных эффектов на таких гармониках смещаются в длинноволновую область. Рост  $\eta$  приводит к увеличению вращения плоскости поляризации волны, распространяющейся в киральной среде, что



**Рис. 6.** Частотная зависимость эффективности по полю кросс-поляризации при отражении (а) и прохождении (б) при  $\alpha = 0^\circ$ ,  $d/l = 0.5$  для различных параметров киральности  $\eta$ :  
 —  $\eta = 0.2$ ; - - -  $\eta = 0.3$ ; ····  $\eta = 0.4$

позволяет реализовывать эффект преобразования поляризации при меньшей толщине кирального слоя. Преобразование поляризации, вызванное наличием киральной среды, с увеличением  $\eta$  в целом становится более широкополосным.

## 5. Заключение

Исследовано преобразование поляризации при дифракции на ленточной решетке со слоистой средой, содержащей киральный слой. Использование процедуры аналитической регуляризации позволило решить векторную задачу, возникающую при описании дифракции в присутствии киральной среды.

Использование подобной полупрозрачной структуры позволяет реализовать режим рас-

сеяния, при котором осуществляется полное преобразование падающего линейно поляризованного поля в прошедшее поле кросс-поляризации, а также режим существенного преобразования поляризации отраженного поля. Кроме этого, реализуется режим полного отражения падающего поля, характерный для подобных структур, но с диэлектрическими слоями. Рассматриваемые режимы отражения имеют резонансный характер и наблюдаются при резонансе высших пространственных гармоник, создаваемых решеткой, в слоях структуры. Частотная селективность структуры позволяет реализовывать необходимый режим рассеяния.

## Литература

1. I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov and A. J. Viitanen. *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. Boston-London, Artech House Inc., 1994, 332 pp.
2. S. B. Panin, A. Ye. Poyedinchuk. *Telecommunications and Radio Engineering*. 1999, **53**, No. 4-5, pp. 98-109.
3. В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. *Резонансное рассеяние волн. Дифракционные решетки*. Том 1. Киев, Наукова Думка, 1986, 232 с.
4. С. Б. Панин, А. Е. Поединчук. *Радиофизика и Электроника*. 2002, **7**, №1, с. 45-57.
5. С. А. Третьяков. *Радиотехника и Электроника*. 1994, **39**, №10, с. 1457-1470.
6. Р. Митра, С. Ли. *Аналитические методы теории волноводов*. Москва, Мир, 1974, 327 с.
7. В. П. Шестопалов, Ю. А. Тучкин, А. Е. Поединчук, Ю. К. Сиренко. *Новые методы решения прямых и обратных задач теории дифракции*. Харьков, Изд. Харьковского Гос. Университета, 1997, 285 с.
8. В. П. Шестопалов. *Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн*. Харьков, Изд. Харьковского Гос. Университета, 1971, 400 с.

## Polarization Conversion on a Grating with Chiral Layer

S. B. Panin, A. Ye. Poyedinchuk

We consider conversion of the electromagnetic field polarization as a result of diffraction by semi-transparent structure consisting of the diffraction grating and layered medium which in-



cludes a chiral layer. The diffraction vector problem is solved making use of the analytical regularization procedure. The conditions for total conversion of incident lineally polarized field into transmitting field of cross polarization as well as

for significant polarization conversion of the reflected field are investigated. The influence of the structure parameters on the character of diffraction is studied.