

Преобразование поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двумерно периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения

А. В. Грибовский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: grib@rian.ira.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 2 июня 2008 г.

Показана возможность преобразования поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двухэлементной двумерно периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения. Найдены условия, при которых в автоколлимационном режиме и в режиме “ортогонального” отражения возможно преобразование линейно поляризованных волн в волны с крессовой или круговой поляризацией.

Исследованию дифракционных свойств периодических решеток посвящено большое количество статей и монографий. Среди самых значительных и полных исследований по строгой теории дифракционных решеток следует указать монографию [1]. В ней рассмотрены задачи дифракции плоских волн на одномерно-периодических решетках различного типа. Следует также указать монографию [2], где особое внимание уделено физическим явлениям при дифракции плоских волн на одномерно-периодических решетках в резонансной области частот. В [3] проведен подробный анализ решений краевых задач дифракции волн на решетках в области комплексных значений параметров. В этих работах, как и в большинстве работ, опубликованных другими авторами, исследуются, как правило, одномерно-периодические решетки. Большое внимание в [1-3], а также в работах [4-7], было уделено режиму автоколлимации при дифракции плоских волн на отражательных одномерно-периодических решетках различного типа, а также на одномерных решетках из конечного числа элементов [8].

Режим незеркального отражения электромагнитных волн на решетках отражательного

типа, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, не совпадающем с направлением зеркального отражения, имеет важное практическое значение. Как было отмечено в [2], использование отражательных решеток волноводного типа в режиме автоколлимации для конструирования различных приборов, например открытых резонаторов, может дать существенный выигрыш, по сравнению с решетками неволноводного типа. Для отражательной решетки типа “гребенка” доказана возможность проявления эффекта квазиполного незеркального отражения.

Как правило, исследование режима автоколлимации проводилось на структурах, которые не изменяют поляризацию электромагнитного поля, отраженного в обратном направлении. В работе [9] показана возможность реализации эффекта полного незеркального отражения при дифракции плоских TE - и TM -волн на модели отражательной двумерно-периодической решетки из закороченных прямоугольных волноводов. Рассчитаны модули амплитуд и фазы пространственных гармоник в автоколлимационном режиме в зависимости от длины закороченных волноводов.

Преобразование поляризации электромагнитных волн в режиме автоколлимации на одномерно периодических решетках исследовано в работах [10, 11]. В них рассмотрены задачи дифракции E и H линейно поляризованных волн на отражательных решетках, покрытых киральным слоем. Обнаружено проявление эффекта квазиполного автоколлимационного кроссполяризационного преобразования волн такими структурами. В работе [12] исследованы поляризационные характеристики зеркального электромагнитного поля, рассеянного на отражательной двумерно периодической двухэлементной решетке из закороченных волноводов, длина которых изменяется. Показана возможность преобразования линейно поляризованной волны в волну с ортогональной поляризацией или в волну с круговой поляризацией правого или левого вращения вектора электрического поля.

Преобразование поляризации электромагнитных волн в режиме незеркального отражения двумерно периодическими отражательными решетками ранее не исследовалось. Такое преобразование можно получить, например, если использовать двумерно периодические отражательные решетки, базовые ячейки которых являются трехмерными киральными объектами. В этой связи возникает необходимость исследования этого режима на двумерно периодических отражательных решетках, являющихся наиболее близкими моделями реальных объектов.

Базовая ячейка исследуемой решетки представляет собой киральный элемент и содержит два закороченных прямоугольных волновода, широкие и узкие стенки которых взаимно ортогональны (рис. 1). Центры базовых ячеек в общем случае располагаются в узлах косоугольной сетки. Их положение определяется углом χ , который отсчитывается против часовой стрелки от оси Ox до оси, проходящей через начало декартовой системы координат и центры базовых ячеек. Решетке с прямоугольной сеткой соответствует значение угла χ , равное 90° . Размеры поперечных сечений волноводных каналов $a_1 \times b_1$ и $a_2 \times b_2$ выбраны из условия распространения в них только основной TE_{10} -волны, где a_p – размер волновода

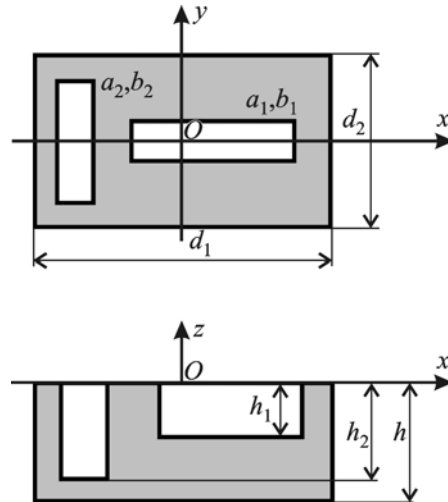


Рис. 1. Базовая ячейка двумерно периодической решетки

вдоль оси Ox , а b_p – размер волновода вдоль оси Oy . Центры волноводных каналов на базовой ячейке имеют координаты x_p, y_p . Волноводы закорочены на разных расстояниях от плоскости раскрыва решетки h_1 и h_2 . Размеры базовой ячейки – d_1 и d_2 .

Изменение длины закороченных волноводов на фиксированной частоте приводит к изменениям амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля в плоскости раскрыва решетки, в результате чего изменяется поляризация отраженного поля. Длина закороченных волноводов может изменяться, например, $p-i-n$ переключателями, помещенными в поперечных сечениях волноводных каналов между открытым концом волновода и перегородкой. Известно, что в активном состоянии значение коэффициента отражения $p-i-n$ диода с высокой степенью точности совпадает со значением коэффициента отражения от идеально проводящей перегородки, а в выключенном состоянии отражение от него близко к нулю. Поэтому для простоты можно рассматривать решетку с управляемыми характеристиками как экран из закороченных волноводов переменной длины с перемещающимися идеально проводящими перегородками.

Будем исследовать электромагнитное поле, рассеянное отражательной решеткой, при про-

извольном падении на ее поверхность плоской линейно поляризованной электромагнитной волны единичной амплитуды. Поперечную компоненту электрического поля падающей волны представим в виде суммы *TE*- и *TM*-волн:

$$\vec{E}_t^i(x, y, z) = \cos \alpha \vec{\Psi}_{00}^{(1)} e^{-i\Gamma_{00}z} + \sin \alpha \cos \theta_0 \vec{\Psi}_{00}^{(2)} e^{-i\Gamma_{00}z}, \quad z > 0.$$

А поперечную компоненту электрического поля отраженной волны представим в виде разложения по полной системе ортонормированных векторных пространственных *TE*- и *TM*-гармоник:

$$\vec{E}_t^r(x, y, z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} b_{qs}^{(1)} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs}z} + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} b_{qs}^{(2)} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs}z}, \quad z > 0,$$

где $b_{qs}^{(1)}$ и $b_{qs}^{(2)}$ – неизвестные амплитуды пространственных *TE*- и *TM*-гармоник соответственно. Зависимость от времени выбрана в виде $e^{-i\omega t}$, а ортонормированные векторные пространственные гармоники определяются по формулам:

$$\vec{\Psi}_{qs}^{(l)} = \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \frac{1}{\sqrt{S_0 \kappa_r}} \times \begin{cases} \kappa_y \vec{e}_x - \kappa_x \vec{e}_y, & l=1 \\ \kappa_x \vec{e}_x + \kappa_y \vec{e}_y, & l=2 \end{cases} \quad (1)$$

$$\kappa_x = k \sin \theta_0 \sin \phi_0 - \frac{2\pi q}{d_1},$$

$$\kappa_y = k \sin \theta_0 \cos \phi_0 - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1 \operatorname{tg} \chi};$$

$\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_r^2}$; $\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$; $\Gamma_{00} = k \cos \theta_0$; $S_0 = d_1 d_2$ – площадь поперечного сечения волноводной ячейки; $k = 2\pi/\lambda$; \vec{e}_x, \vec{e}_y – единичные орты в декартовой системе координат xOy .

Углы θ_0 и ϕ_0 – углы падения плоской волны в сферической системе координат. Угол поляризации α определен в плоскости, в которой лежат векторы \vec{E}^i и \vec{H}^i . Угол α отсчитывается против часовой стрелки от прямой, параллельной плоскости xOy , до вектора \vec{E}^i . *TE*-волне соответствует значение угла $\alpha = 0^\circ$ (180°), *TM*-волне – $\alpha = 90^\circ$ (270°).

Для нахождения неизвестных амплитуд пространственных гармоник применен операторный метод решения задач дифракции [13]. Система операторных уравнений и ее решение для модели исследуемой решетки приведены в работе [12].

Режим незеркального отражения на периодических решетках наступает тогда, когда часть электромагнитной энергии или вся энергия отражается в направлении, не совпадающем с зеркальным направлением отраженной волны. Условие, при котором возможна реализация режима незеркального отражения на двумерно периодической решетке, найдем, используя соотношения для постоянных распространения пространственных гармоник (1). Это условие имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta_0 [\cos \phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi_{nr})] = q, \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta_0 \left[\sin \phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi_{nr}) + \frac{\cos \phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi_{nr})}{\operatorname{tg} \chi} \right] = s, \end{cases} \quad (2)$$

где θ_0, ϕ_0 – углы падения первичной волны в сферической системе координат; ϕ_{nr} – угол, на который отклонился отраженный луч от зеркального луча; (q, s) – номер пространственной гармоники незеркального луча. Выражение (2) определяет связь между номером распространяющейся пространственной гармоники (q, s) и углами ее распространения θ_0 и $\phi = \phi_0 + \phi_{nr}$ в режиме незеркального отражения. Из выражения (2) видно, что режимом незеркального отражения можно управлять с помощью трех независимых параметров решетки: двух перио-

дов – d_1/λ и d_2/λ , и способа размещения центров базовых ячеек – угла χ .

Из условия (2) могут быть получены два других условия для частных случаев незеркального отражения на двумерно периодических решетках:

режима автоколлимации ($\phi_{nr} = \pi$) –

$$\begin{cases} 2 \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta_0 \cos \phi_0 = q, \\ 2 \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta_0 \left[\sin \phi_0 + \frac{\cos \phi_0}{\operatorname{tg} \chi} \right] = s; \end{cases}$$

режима “ортогонального” отражения ($\phi_{nr} = \pm \pi/2$) –

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta_0 [\cos \phi_0 \pm \sin \phi_0] = q, \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta_0 \left[\sin \phi_0 \mp \cos \phi_0 + \frac{\cos \phi_0 \pm \sin \phi_0}{\operatorname{tg} \chi} \right] = s. \end{cases} \quad (3)$$

Преобразование поляризации электромагнитных волн в режиме незеркального отражения на исследуемой модели решетки можно получить путем соответствующего выбора длины и размеров поперечных сечений волноводных каналов, а также путем изменения направления поляризации падающей волны. Следует отметить, что в режиме незеркального отражения, в отличие от режима автоколлимации, число распространяющихся пространственных гармоник может быть больше двух. Поэтому полного преобразования интенсивности падающей волны в интенсивность волны, отраженной в незеркальном направлении, не происходит, поскольку размеры базовой ячейки рассматриваемой решетки, при фиксированной длине волны падающего поля, ограничены размерами широких стенок волноводных каналов и определяют количество распространяющихся гармоник.

Провести детальный численный анализ эффекта незеркального отражения в рамках

настоящей статьи не представляется возможным. Поэтому приведем лишь некоторые данные, характеризующие работу исследуемой модели решетки в автоколлимационном режиме и в режиме “ортогонального” отражения.

На рис. 2 показаны зависимости интенсивностей поперечных составляющих электрического поля для случая двух распространяющихся пространственных гармоник с номерами $q=0, s=0$ и $q=1, s=0$ от длины второго закороченного волновода в режиме автоколлимации, а на рис. 3 приведены зависимости параметров Стокса волны, отраженной в обратном направлении. Параметры решетки с косоугольной сеткой и падающей плоской волны имеют следующие значения:

$a_1 = 5$ мм, $b_1 = 1$ мм, $x_1 = 0.95$ мм, $y_1 = 0$,
 $a_2 = 1$ мм, $b_2 = 5$ мм, $x_2 = -2.9$ мм, $y_2 = 0$,
 $d_1 = 8.513$ мм, $d_2 = 7$ мм, $h_1 = 9.5$ мм,
 $\lambda = 8$ мм, $\chi = 70^\circ$, $\theta_0 = 30^\circ$; $\phi_0 = -20^\circ$; $\alpha = 20^\circ$.

Из графиков на рис. 2 видно, что при данных параметрах решетки и первичной волны не происходит полного преобразования интенсивности падающей волны в интенсивность волны, отраженной в обратном направлении. Однако, как это следует из рис. 3, волна, отраженная в обратном направлении, при некоторых значениях длины второго волновода может иметь круговую поляризацию с левым вращением вектора электрического поля ($S_3 = -1$).

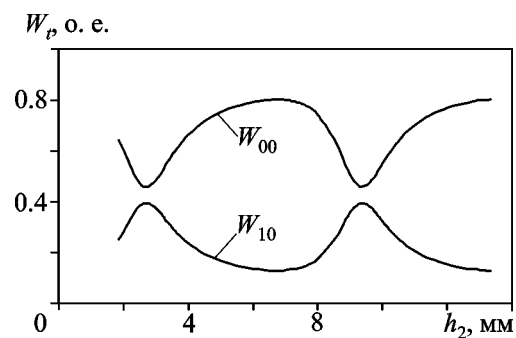


Рис. 2. Зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной (W_{00}) и автоколлимационной (W_{10}) волн от длины второго волновода

Величиной интенсивности автоколлимационной волны можно управлять путем изменения поляризации падающего поля. На рис. 4 показаны зависимости интенсивности зеркальной и автоколлимационной волн от угла поляризации первичного поля α , а на рис. 5 – зависимости параметров Стокса автоколлимационной гармоники от угла α . Из рисунков следует, что при некоторых значениях углов поляризации можно добиться полного преобразования интенсивности падающего поля в интенсивность поля, отраженного в обратном направлении. Однако поляризация автоколлимационной волны при этом будет близка к линейной поляризации ($S_3 \approx 0$).

На рис. 6 и рис. 7 приведены зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля и параметров Стокса от длины второго волновода для случая $\alpha = -70^\circ$. В этом случае параметр Стокса падающей волны $S_1 \approx -1$. Остальные параметры – без изменений. Видно, что при некоторых значениях длины второго волновода может быть получен эффект полного преобразования интенсивности падающей волны в интенсивность автоколлимационной волны. Кроме того, при определенных значениях длины второго волновода автоколлимационная волна может иметь поляризацию, близкую к ортогональной поляризации падающего поля ($S_1 = 1$).

В режиме полного автоколлимационного преобразования интенсивности падающего

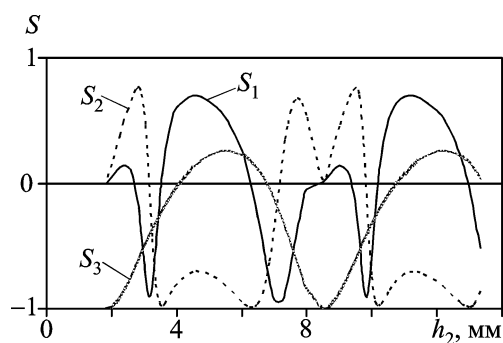


Рис. 3. Зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от длины второго волновода

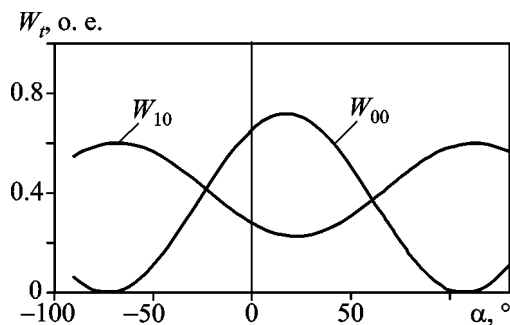


Рис. 4. Зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной (W_{00}) и автоколлимационной (W_{10}) волн от угла поляризации падающей волны α

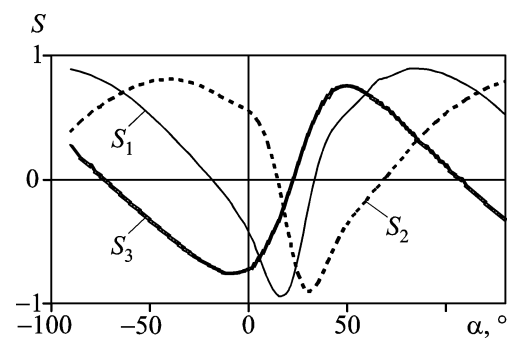


Рис. 5. Зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от угла α

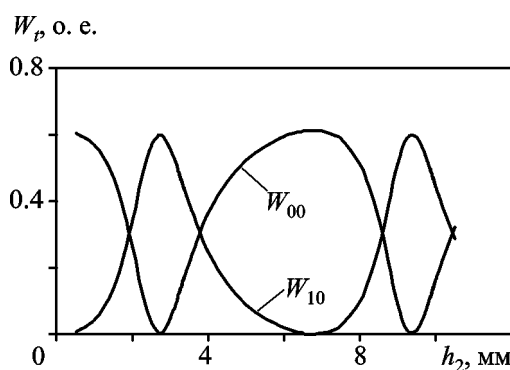


Рис. 6. Зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной (W_{00}) и автоколлимационной (W_{10}) волн от длины второго волновода для случая $\alpha = -70^\circ$

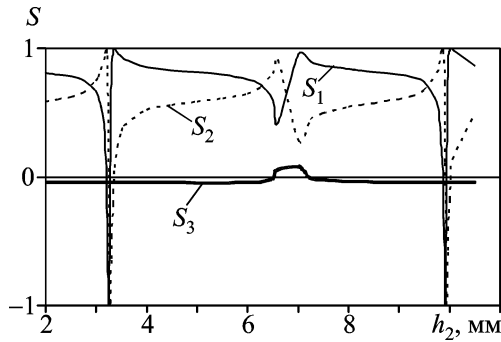


Рис. 7. Зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от длины второго волновода для случая $\alpha = -70^\circ$

поля исследовалась зависимость поляризации автоколлимационной волны от параметра киральности базового элемента решетки (координат центра первого волновода). На рис. 8 приведены зависимости интенсивностей зеркальной и автоколлимационной волн, а также параметров Стокса автоколлимационной волны от координаты y_1 . Видно, что, изменяя величину параметра киральности, можно управлять поляризацией автоколлимационной волны, практически не изменяя ее интенсивность. При этом изменяется не только поляризация, но и направление вращения вектора

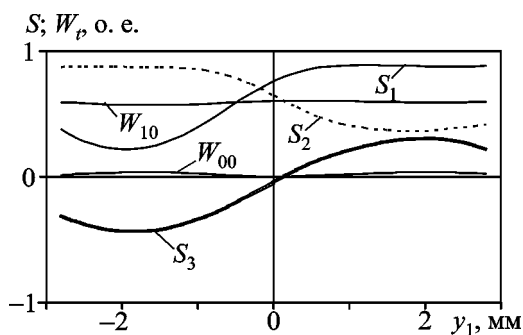


Рис. 8. Зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной (W_{00}) и автоколлимационной (W_{10}) волн и зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от координаты центра второго волновода

электрического поля (параметр Стокса S_3 меняет знак).

В заключение рассмотрим режим “ортогонального” отражения на решетке с косоугольной сеткой, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, ортогональном направлению падения первичной волны. Связь между номером распространяющейся пространственной гармоники и углами ее распространения в режиме “ортогонального” отражения определяется условием (3). На рис. 9 и рис. 10 представлены зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной волны и волны, отраженной в ортогональном направлении, а также параметров Стокса “ортогональной”

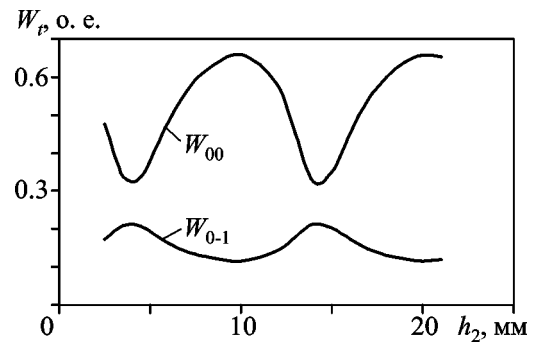


Рис. 9. Зависимости интенсивностей поперечных компонент электрического поля зеркальной (W_{00}) и “ортогональной” (W_{0-1}) волн от длины второго волновода

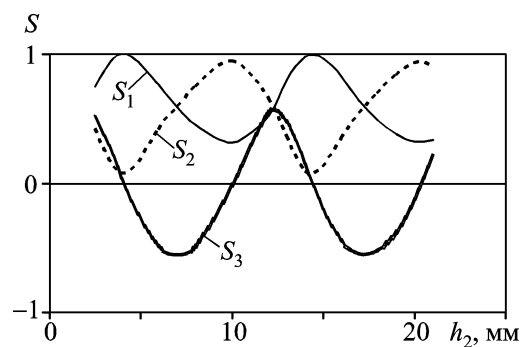


Рис. 10. Зависимости параметров Стокса “ортогональной” волны от длины второго волновода

волны от длины второго волновода. Параметры решетки и падающей волны имели следующие значения:

$$a_1 = 5 \text{ мм}, b_1 = 1 \text{ мм}, x_1 = 0.95 \text{ мм}, y_1 = 0,$$

$$a_2 = 1 \text{ мм}, b_2 = 5 \text{ мм}, x_2 = -2.9 \text{ мм}, y_2 = 0,$$

$$d_1 = 8.5 \text{ мм}, d_2 = 9.9 \text{ мм}, h_1 = 13.5 \text{ мм},$$

$$\lambda = 9 \text{ мм}, \chi = 67^\circ, \theta_0 = 40^\circ; \phi_0 = -45^\circ; \alpha = 0.$$

Параметры “ортогональной” волны имеют значения: $\theta = 40^\circ$, $\phi = 45^\circ$. Как было отмечено выше, в режиме “ортогонального” отражения на исследуемой модели решетки не удается получить эффективное преобразование интенсивности падающего поля в интенсивность волны, отраженной в ортогональном направлении, поскольку не удастся получить режим с двумя распространяющимися пространственными гармониками. При данных параметрах число распространяющихся гармоник равно трем: зеркальная волна с индексами $q = 0$, $s = 0$; “ортогональная” волна с индексами $q = 0$, $s = -1$ и волна с индексами $q = 1$, $s = 0$. Из рисунков видно, что максимальное значение отношения интенсивности поперечных компонент электрического поля “ортогональной” волны к интенсивности зеркальной волны составляет ≈ 0.6 , а поляризация “ортогональной” волны близка к линейной поляризации ($S_1 = 1$) и совпадает с поляризацией падающего поля.

Достоверность численных результатов, полученных в работе, контролировалась по точности выполнения закона сохранения энергии при нахождении обобщенных матриц рассеяния ключевых задач дифракции, а также по точности выполнения энергетического соотношения $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1$.

Проведенные исследования показывают, что на основе двухэлементных двумерно периодических отражательных решеток из закороченных волноводов прямоугольного сечения путем включения в волноводные каналы управляющих электронных устройств возможно создание нового класса преобразователей поляризации и поляризационно-селективных фильтров с управляемыми характеристиками, работающих в режиме незеркального отражения электромагнитных волн.

Литература

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков: Издательство Харьковского госуниверситета, 1973. – 287 с.
2. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. – Киев: Наук. думка, 1986. – 232 с.
3. Шестопалов В. П., Сиренко Ю. К. Динамическая теория решеток. – Киев: Наук. думка, 1989. – 216 с.
4. Масалов С. А., Яковлев Э. А. Отражательные характеристики эшелетта в поляризованном излучении для автоколлимационной установки // Оптика и спектроскопия. – 1977. – Т. 43, №6. – С. 1129-1137.
5. Масалов С. А. Резонансное рассеяние света на эшелетте в случае автоколлимации // Украинский физический журнал. – 1977. – Т. 22, №9. – С. 1497-1501.
6. Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Возбуждение отражательных решеток плоской волной в режиме автоколлимации // Изв. вузов. Радиофизика. – 1980. – Т. 23, №4. – С. 479-487.
7. Кириленко А. А., Кусайкин А. П., Сиренко Ю. К. Незеркальное отражение волн периодическими дифракционными решетками: Препр. / ИРЭ АН УССР; №212. – Харьков: 1983. – 33 с.
8. Просвирнин С. Л. Дифракция электромагнитных волн на гребенке с ограниченным числом ламелей // Доклады АН УССР. Серия А. – 1982. – № 2. – С. 57-61.
9. Грибовский А. В. Свойства отражательной решетки из закороченных прямоугольных волноводов в автоколлимационном режиме // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2003. – Т. 8, №2. – С. 201-205.
10. Kusaikin O. P., Poyedynchuk A. Y. Electromagnetic-wave diffraction by a chiral layer with a reflecting grating of dielectric-filled grooves // Microwave Opt. Tech. Lett. – 2002. – Vol. 33, No. 6. – P. 462-465.
11. Кусайкин А. П., Мележик П. Н., Поединчук А. Е. Эффект широкополосного квазиполного автоколлимационного кроссполяризационного преобразования волн // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, вып. 9. – С. 43-49.
12. Грибовский А. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн отражательной решеткой из закороченных волноводов прямоугольного сечения переменной длины // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №1. – С. 55-60.
13. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – Киев: Наук. Думка, 1984. – 240 с.

**Перетворення поляризації
при незеркальному відбитті
електромагнітних хвиль
від двовимірно періодичної решітки
із закорочених хвилеводів
прямокутного перерізу**

О. В. Грибовський

Показано можливість перетворення поляризації при незеркальному відбитті електромагнітних хвиль від двохелементної двовимірно періодичної решітки із закорочених хвилеводів прямокутного перерізу. Знайдено умови, за яких в автоколімаційному режимі та у режимі “ортогонального” відбиття можливе перетворення лінійно поляризованих хвиль у хвилі із кросовою або круговою поляризацією.

**Polarization Transformation
under the Nonspecular Reflection
of Electromagnetic Waves
from a Two-Dimensional Periodic Grating
of Rectangular Short-Circuited
Waveguides**

A. V. Gribovsky

Polarization transformation under the nonspecular reflection of electromagnetic waves from a two-element two-dimensional periodic grating of rectangular short-circuited waveguides is shown possible. The conditions for transformation of linearly polarized waves into those cross- or circular polarized in auto-collimating and “rectangular” reflection modes are found.