

В. В. Щербак

Институт радиофизики и электроники им А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: shcherbak@ire.kharkov.ua

НЕТРИВИАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ КРОСС-ПОЛЯРИЗАЦИИ В КАСКАДАХ СКРЕЩЕННЫХ ЛЕНТОЧНЫХ РЕШЕТОК

В строгой постановке исследованы кросс-поляризационные эффекты в каскадах скрещенных решеток. Найдены нетрадиционные резонансные режимы вращателей поляризации электромагнитных волн. Доказано, что эти устройства можно выполнить на основе решеток с периодом порядка длины волны λ . За счет плосковершинной амплитудно-частотной характеристики поляризаторов и увеличения периода решеток повышена на два порядка рабочая полоса частот устройств. Найдены конструкции в виде двух решеток либо трех и более с двумя направлениями ориентации лент, а также другие нестандартные варианты вращателей поляризации. Выявлен нетривиальный вредный эффект и предложены пути его устранения. Ил. 5. Библиогр.: 23 назв.

Ключевые слова: каскады решеток, скрещенные, высшие гармоники, виды резонансов, редукция спектра.

Создание и оптимизация устройств для изменения поляризации электромагнитных волн актуальны в радиоэлектронике, включая квазиоптику [1–2], и имеют долгую историю. Вместе с тем данная проблематика требует дальнейшего развития. Необходимо как совершенствование теоретических средств (по сравнению с квазистатическим подходом [3–4]), так и сравнение эффективности различных конструкций. Более того, имеется возможность принятия нестандартных решений и преодоления ошибочных стереотипов. Данная работа преследует эти цели, а также предупреждает о возможных осложнениях в решении рассматриваемой научно-технической проблемы.

Одним из существующих заблуждений является убеждение экспериментаторов, будто решетки, используемые во вращателях поляризации, должны иметь период, намного меньший длины волны λ электромагнитных колебаний. Отсюда использование, например на волне 1 мм, технологически нелегких миниатюр в виде проволочных решеток с периодом 0,05 мм. Это вместо того, чтобы взять решетки с периодом порядка 1 мм, и при этом не только снять технологические трудности, но и заодно расширить рабочую полосу частот устройства в десятки раз. Также предупреждено о явлении резонанса на паразитных высших модах в структурах из скрещенных решеток (в казалось бы, одномодовом диапазоне частот) и об опасности в связи с этим использования малых углов скрещивания решеток. В целом данная работа посвящена анализу резонансных режимов поляризационной конверсии волн на каскаде из трех (или ином количестве) скрещенных решеток. Были проведены строгая постановка задач рассеяния на базе подхода [5] и совершенствование оптимизации на основе метода [6]. Рассмотрены также ситуации двух ориентаций скрещивания трех решеток и поворота поляризации поля на не прямой угол, упрощающую конструкцию конвертора.

1. Об устаревших разработках. В создании уникальной арматуры для квазиоптических трактов миллиметровых (мм) и субмиллиметровых волн (субмм), в том числе вращателей поляризации, были достигнуты большие успехи (см. например, [7–9]). Однако возникшие при этом технологические трудности, связанные с малостью длины волны колебаний, были дополнительно усугублены неоправданно малым периодом решеток в элементной базе разработанных устройств. Известно, что одиночная одномерная решетка (ленточная или из круглых проволок) способна к эффективной поляризационной селекции волн (не пропускать E -поляризованные и пропускать H -поляризованные), только если ее период намного меньше длины волны λ колебаний. Однако не учитывалось, что в каскаде решеток указанный дефект одиночной решетки устраняется благодаря резонансам.

В соответствии с указанной традицией экспериментаторов в теоретическом анализе обсуждаемых устройств использовались упрощенные модели квазистатического приближения [3], в котором коэффициент отражения R плоской линейно поляризованной волны от решетки равен

$$\begin{aligned} R^E &= -1 + T^E = -1 - i\kappa y^E / (1 - i\kappa y^E), \\ R^H &= 1 - T^H = -i\kappa y^H / (1 - i\kappa y^H) \end{aligned} \quad (1)$$

соответственно для ее E - или H -поляризации вдоль щелей решеток. Здесь $T^{E,H}$ – коэффициенты прохождения волны для тех же случаев; y^E и y^H – индуктивная и емкостная реактивности решеток; κ – безразмерное волновое число (отношение периода решетки к λ). В приближении $\kappa \ll 1$ $y^E = -2 \ln(\sin \pi\theta/2)$, $y^H = -2 \ln(\cos \pi\theta/2)$ для ленточной решетки [4]. Так же просто эти величины (вещественные и положительные) определены для проволочных решеток [3] с малым в сравнении с периодом диаметром ламелей. Из (1)

следует вывод о поляризационной селективности одиночной решетки лишь в приближении квазистатики $\kappa \ll 1$. Докажем, что каскады решеток можно использовать как вращатели поляризации и в диапазоне $\kappa < 1$, на порядок больше, т. е. в одномодовом для каскада диапазоне частот (где на решетках не возбуждаются высшие гармоники пространственного спектра дифракционного поля). Для этого выйдем в теории за рамки приближенной модели [3–4] или ее обобщения [10].

2. Строгое решение задач о решетках с двумя ориентациями лент. Пусть в свободном пространстве в плоскостях $z = r, 0$ и $-r$, распо-

ложены решетки с разной ориентацией щелей в плоскости x, y (рис. 1, а). Щели первой решетки $z = 0$ параллельны оси x . Вторая решетка $z = 0$ скрещена с первой под углом $\pi\psi \leq \pi/2$. Ограничимся пока ориентацией щелей 3-й решетки по x . Рассматриваем тонкие ленточные решетки с одинаковыми периодами 2π и ширинами лент $2\pi\theta_k$. Ищем поле дифракции плоской линейно поляризованной волны, набегающей со стороны $z > r$; x -компоненты этого поля в четырех $k = 0-3$ областях $z > r, r > z > 0, 0 > z > -r, -r > z$ ищем в виде

$$E_x^k = \sum_{n,m} \{c_{n,m}^{k,E} \exp[-i\gamma_{n,m}z_k] + d_{n,m}^{k,E} \exp[i\gamma_{n,m}z_{k+1}]\} \exp\{iny + imy'\}; \quad z - z_k = r, r, 0, -r; \quad (2)$$

$$H_x^k = \sum_{n,m} \{c_{n,m}^{k,H} \exp[-i\gamma_{n,m}z_k] + d_{n,m}^{k,H} e_{n,m}^k \exp[i\gamma_{n,m}z_k]\} \exp\{iny + imy'\}; \quad d_{n,m}^3 = 0;$$

$$(c \pm d)_{n,m}^{k,(E,H)} = (c \pm d)_{n,m}^{k+1,(E,H)}; \quad e_{n,m}^1 = \exp\{i\gamma_{n,m}r\}; \quad e_{n,m}^2 = \exp\{i\gamma_{n,m}r\}; \quad e_{n,m}^{0;3} = 1; \quad (3)$$

$$\gamma_{n,m} = \sqrt{\kappa^2 - m^2 - n^2 - 2nm \cos \psi}; \quad c_{n,m}^{0,E} = A \delta_n^0 \delta_m^0; \quad c_{n,m}^{0,H} = B \delta_n^0 \delta_m^0; \quad A = 1 - B = 0 \text{ или } 1. \quad (4)$$

где $c, d_{n,m}^k$ связаны с амплитудами компонент поля, параллельным оси x' (щелям 2-й решетки), как

$$(C, D)_{n,m}^{k,H} = (c, d)_{n,m}^{k,H} \beta + \left[\frac{\gamma_{n,m} \kappa}{\kappa^2 - \alpha^2 m^2} (c, d)_{n,m}^{k,E} - \frac{(n + m\beta)m\alpha}{\kappa^2 - \alpha^2 m^2} (c, d)_{n,m}^{k,H} \right] \alpha; \quad (5)$$

$$(C, D)_{n,m}^{k,E} = (c, d)_{n,m}^{k,E} \beta \pm \left[\frac{\gamma_{n,m} \kappa}{\kappa^2 - \alpha^2 m^2} (c, d)_{n,m}^{k,H} \mp \frac{(n + m\beta)m\alpha}{\kappa^2 - \alpha^2 m^2} (c, d)_{n,m}^{k,E} \right] \alpha$$

при $\beta = \cos(\pi\psi)$, $\alpha = \sin(\pi\psi)$. Из непрерывности H_x и H_y на щелях и равенства нулю E_x и E_y на лентах трех решеток получим 6 пар сумматорных уравнений [11], которые сопоставим задаче Римана-Гильберта [5] и заменим замкнутой, совместно с (5), экспоненциально сходящейся системой линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Согласно концепции взаимодействия [12] она имеет вид

$$c_{v,\mu}^{1,E} = A \delta_p^1 T_{v \leftarrow p}^{1,\mu} + \sum_n d_{n,\mu}^{1,E} R_{v \leftarrow n}^{1,\mu} e_{n,\mu}^1; \quad c_{v,\mu}^{1,H} = B \delta_p^1 F_{v \leftarrow p}^{1,\mu} + \sum_n d_{n,\mu}^{1,H} K_{v \leftarrow n}^{1,\mu} e_{n,\mu}^1; \quad (6)$$

$$D_{v,\mu}^{1,E} = \sum_n (C_{v,m}^{1,E} R_{\mu \leftarrow m}^{2,v} + D_{v,m}^{2,E} T_{\mu \leftarrow m}^{2,v}) e_{v,m}^1; \quad D_{v,\mu}^{1,H} = \sum_n (C_{v,m}^{1,H} K_{\mu \leftarrow m}^{2,v} + D_{v,m}^{2,H} F_{\mu \leftarrow m}^{2,v}) e_{v,m}^1; \quad (7)$$

$$d_{v,\mu}^{2,E} = \sum_n c_{n,\mu}^{2,E} R_{v \leftarrow n}^{3,\mu} e_{n,\mu}^2; \quad d_{v,\mu}^{2,H} = \sum_n c_{n,\mu}^{2,H} K_{v \leftarrow n}^{3,\mu} e_{n,\mu}^2; \quad v, \mu = -\infty \div \infty, \quad (8)$$

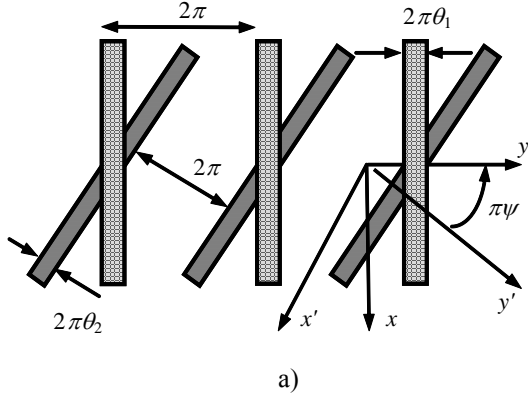
где $R_{v \leftarrow m}^{k,\mu} = T_{v \leftarrow m}^{k,\mu} - \delta_v^n$, $F_{v \leftarrow m}^{k,\mu} = \delta_v^n - K_{v \leftarrow m}^{k,\mu}$ – определенные в работе [5] элементы многомодовой матрицы рассеяния на k -й решетке (более точные, чем из (1)). Решив (5)–(8), находим далее согласно (3)–(4) при $A = 0$ или 1 параметры рассеяния $d_{n,m}^{0,(E,H)}$ и $c_{n,m}^{3,(E,H)}$ во внешние области.

3. Частные и упрощенные решения. Если устремим к нулю ширину лент третьей решетки, то получим частную структуру из двух решеток (рис. 1). При этом $R, K_{v \leftarrow m}^{3,\mu} = 0$, и СЛАУ (6)–(7)

упрощается за счет $D, d_{n,m}^{2,(E,H)} \rightarrow 0$ в (7) и из-за исчезновения подсистемы (8). Мы ищем при $A = 1$ в (4) максимальное возбуждение полей иной поляризации позади каскада решеток при минимальном отражении полей в область $z > r$. Расчеты показали, что две решетки не позволяют хорошо оптимизировать такую конверсию для ортогональных поляризаций $E_x^0 \Rightarrow E_y^3$. Однако практическое значение имеет также конверсия в прошедшую волну, поляризованную по оси x' (под углом $\pi\psi < \pi/2$

к оси x). Как видим из графиков рис. 2, а, упрощенная конструкция из двух решеток позволяет оптимизировать (подбором r) поворот поляризации например на 45° ($\psi = 0,25$).

Другой частный случай соответствует идентичности первой и третьей решеток. За счет симметрии полей относительно $z = 0$ заменим



уравнения (6) и (8) их менее громоздкой суммой с искомыми величинами $c_{\nu,\mu}^{1,E} \pm d_{\nu,\mu}^{2,E}$ и $d_{\nu,\mu}^{1,E} \pm c_{\nu,\mu}^{2,E}$. Приемы оптимизации работы [6] позволили эффективно рассчитывать рассеяние волн на трех решетках даже в общем случае. Мы нашли оптимальные режимы конверсии в ортогональную поляризацию (см. рис. 1, б).

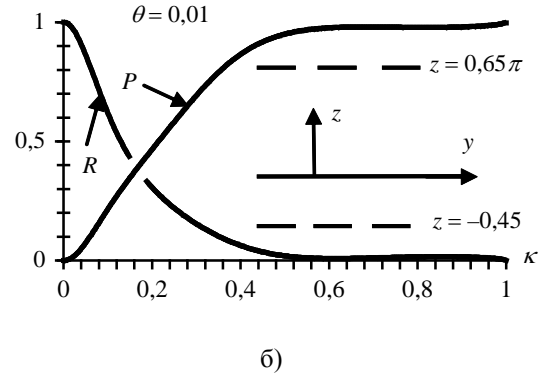


Рис. 1. Конверторы из двух или трех скрещенных решеток с двумя ориентациями щелей (а). Зависимость от κ и ψ КПД конверсии P и энергетического коэффициента отражения R возбуждающей E -поляризованной по x волны в случае трех решеток (б)

4. Ситуация трех ориентаций лент.

Повернем третью решетку под прямым углом скрещивания относительно первой. При этом вместо (2) запишем разложения полей в тройные ряды по гармоникам $\sim \exp[inu + imy' + i\ell x]$. Соответственно вместо (6)–(8) получим СЛАУ [11] с похожими одномерными суммами, относящимися к тройной индексации уравнений вместо двойной $\nu, \mu = -\infty \div \infty$ в (6)–(8). Однако в этом случае, как и в предыдущих, учтем, что в решаемых СЛАУ содержатся параметры $e_{n,m,\ell}$ (3-индексные аналоги $e_{n,m}$), экспоненциально убывающие с ростом n, m, ℓ . При не очень малом r для получе-

ния достаточной точности вычислений нужно удерживать только те из них, которые имеют мнимый показатель (соответствующие незатухающим гармоникам). При $0 < \kappa^2 < 2 - 2\cos\psi < 1$ пренебрегаем всеми экспонентами, кроме $e_{0,0,0}$ (устраняем усложнение, вызываемое трехмерным спектром). Получим данные рис. 2, б по широкополосным режимам поляризационного конвертора с плосковершинной амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ). При этом, варьируя относительные ширины θ_k лент решеток, добиваемся значительно большей широкополосности устройства, чем при $\theta_k = 1/2$.

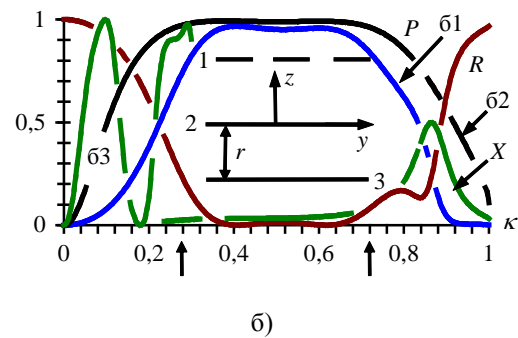
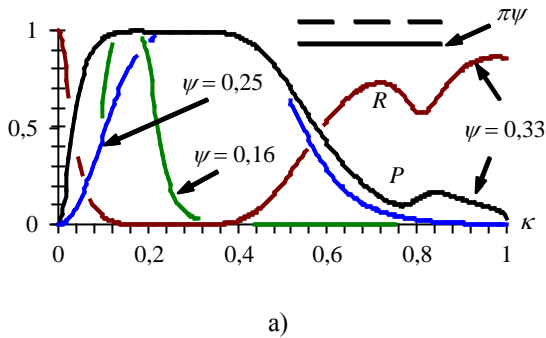


Рис. 2. Энергетические характеристики рассеяния P (КПД), R и зависимости от κ и ψ для конвертора из двух (а) или от κ для трех решеток с ориентациями $0, 45$ и 90° (б) при $\theta_k = 0,5$ для $r = 5\pi$ (б3) и при $\theta_k = 0,5$ или $\theta_k = 0,6; 0,9; 0,6$ для $r = 0,3\pi$ (б1 и б2). Кривая X (б) отражает потери $1 - P - R$ варианта «б1»

Для расчета данных рис. 2, б использована вытекающая при $\kappa < 1$ из строгого решения СЛАУ

$$\begin{aligned} c_0^{1,E} &= T_{0\leftarrow 0}^{1,0}A + d_0^{1,E}R_{0\leftarrow 0}^{1,0}e_0^1; & c_0^{1,H} &= F_{0\leftarrow 0}^{1,0}B + d_0^{1,H}K_{0\leftarrow 0}^{1,0}e_0^1; & C, D_0^{k,EH} &= c, d_0^{k,EH}\beta \pm c, d_0^{k,HE}\alpha; \\ D_0^{1,H} &= (C_0^{1,H}K_{0\leftarrow 0}^{2,0} + D_0^{2,H}F_{0\leftarrow 0}^{2,0})e_0^1; & D_0^{1,E} &= (C_0^{1,E}R_{0\leftarrow 0}^{2,0} + D_0^{2,E}T_{0\leftarrow 0}^{2,\mu})e_0^1; & & \\ d_0^{2,H} &= T_{0\leftarrow 0}^{3,0}\tilde{A} + c_0^{2,H}R_{0\leftarrow 0}^{3,0}e_0^2; & d_0^{2,E} &= F_{0\leftarrow 0}^{3,0}\tilde{B} + c_0^{2,E}K_{0\leftarrow 0}^{3,0}e_0^2; & \tilde{A} = \tilde{B} &= 0 \text{ либо } \pm A \text{ и } \pm B \end{aligned} \quad (9)$$

(индекс 0,0,0 низшей волны трехмерного спектра заменен на 0 при искомым c, d и экспонентах e).

В случае двух ориентаций решеток из (5)–(8) получим аналогичную усеченную СЛАУ, отличающуюся заменой 3-й строки в (9) на

$$\begin{aligned} d_0^{2,E} &= T_{0\leftarrow 0}^{3,0}\tilde{A} + c_0^{2,E}R_{0\leftarrow 0}^{3,0}e_0^1, \\ d_0^{2,H} &= F_{0\leftarrow 0}^{3,0}\tilde{B} + c_0^{2,H}K_{0\leftarrow 0}^{3,0}e_0^1. \end{aligned} \quad (9a)$$

5. О симметрии возбуждений. Пусть каскад из трех решеток с двумя ориентациями лент ($0, \pi/4$ и 0) кососимметричен по z ($r_1 = r, \theta_1 = \theta_3$) и возбуждается со сторон $z = \infty$ и $z = -\infty$ синфазно либо противофазно соответственно E_x - и H_x -поляризованной низшей 0,0 волной спектра. В зависимости от симметрии возбуждения (\pm) амплитуды E_x - и H_x -компонент поля низшей волны в отраженном поле $R^{E,H}$ будут равны $R^{E\leftarrow E} \pm T^{E\leftarrow H}$ и $R^{H\leftarrow E} \pm T^{H\leftarrow H}$ соответственно,

где R и T – элементы матриц отражения и передачи для рассеяния основной волны при одностороннем (со стороны $z = \infty$) возбуждении структуры рис. 1, б (или $d_{0,0}^{0,(E,H)}, c_{0,0}^{3,(E,H)}$ с соответствующими по смыслу верхними индексами).

Аналогичная связь в случае кососимметричного по z каскада трех решеток с тремя ($0, \pi/4$ и $\pi/2$) ориентациями лент (со смысловой поправкой на факт трехмерности спектра волн задачи, не имеющий значения в рамках длинноволнового одномодового приближения). Для этого случая на рис. 3, а представлено данные расчета из СЛАУ (9) при $\tilde{A}, \tilde{B} \neq 0$. Оказалось, что кросс-поляризационное преобразование имеет место лишь при синфазном двухстороннем возбуждении ($\tilde{A} = A$).

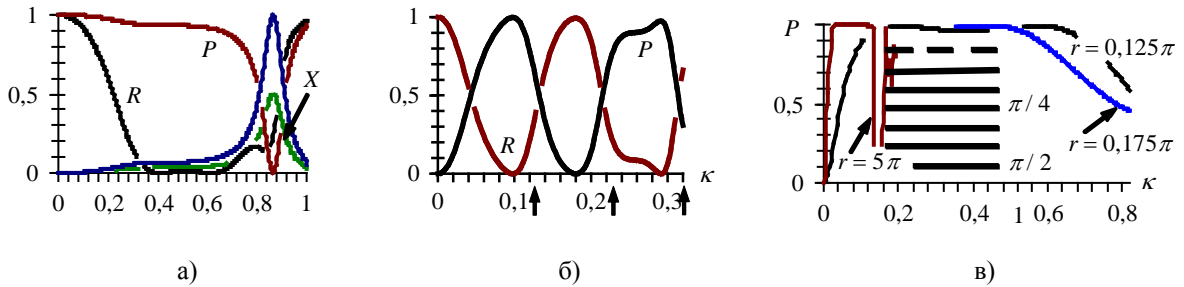


Рис. 3. Аналоги величин P, R, X из рис. 2, б как функции κ (а), энергетика P «3» из рис. 2, б в ином масштабе (б) и для структуры [8] с семью ориентациями лент и $\theta_k = \theta_{8-k} = 0,6; 0,75; 0,9; 0,95$

6. Собственные режимы. Анализ собственных режимов нужен для оптимизации вынужденных колебаний. Оценим значения комплексных κ , обращающих в нуль детерминант полученных СЛАУ, например (9). Вычисленные резонансные значения κ (их вещественные части) указаны стрелками \uparrow под осью κ на рис. 2, б и других графиков для вынужденных режимов.

При $\kappa \ll 1$ любой подбор расстояния r между решетками структур рис. 1, а не приводит к наличию близких резонансных значений κ . При этом имеем лишь одnogорбые зависимости АЧХ устройства. Только выход из квазистатического диапазона $\kappa \ll 1$ в одномодовый $\kappa < 1$ позволяет получить двугорбые зависимости и далее (подбором

оптимальных значений относительных ширин θ_k лент) добиться плосковершинности АЧХ (рис. 2), т. е. их большей широкополосности. То же и для каскадов из трех скрещенных решеток: рис. 3, б при $\kappa > 0,2$, а также рис. 2, б, где варьирование θ_k расширило рабочую полосу частот поляризатора на большую часть одномодового диапазона.

7. Аномальный резонанс. СЛАУ (5)–(8) и тем более ее аналог из работы [11] громоздки. Однако их экспоненциальная сходимость, допускает усечение к (9)–(9а) в одномодовом приближении. Это приближение безупречно не во всем длинноволновом диапазоне $\kappa < 1$, так как в силу (4) среди высших гармоник рассеянного поля (2) имеем волну с индексами 1,–1, постоянная распростра-

нения которой $\gamma_{n,m} = \sqrt{\kappa^2 - 2 + 2\alpha}$ не является мнимой при $\kappa^2 < 2 - 2\alpha < 1$. При трехмерном спектре незатухающих высших волн нет при условии $\kappa^2 < edge^2 \equiv \min\{2 - 2 \cos \pi\psi, 2 - 2 \sin \pi\psi\} < 1$. Это при $\kappa < 0,77$ для угла скрещивания 45° (без искажения плоской вершины кривых рис. 2). Для 15° из конструкции [8] – при $\kappa < 0,32$ (близко к квазистатике). Так что рушится общепринятое мнение о том, что диверсии со стороны высших дифракционных волн возможны лишь при периодах решеток, больших длины волны λ (при $\kappa > 1$).

Все же одномодовые алгоритмы можно применять при всех $\kappa > 1$, если избегать углов скрещивания, близких к 0 или 90° , и малых дистанций r между решетками. Оказывается, пер-

вичная волна «0» непосредственно волну $1,-1$ не возбуждает. Она возбуждает на решетке «1» затухающую при $\kappa < 1$ волну $1,0$, а та, дойдя до решетки «2» ослабленной пропорционально величине $e_{1,0}^1 \ll 1$, возбуждает незатухающую при $\kappa < edge$ волну $1,-1$, способную при резонансных для нее дистанциях между решетками породить провалы в АЧХ устройства. Такой же механизм генерации вредных высших волн при трех ориентациях решеток.

Для проверки просчитана более простая скалярная задача для двух скрещенных решеток. Индикатором вредного резонанса служат резкие всплески на зависимостях (рис. 4, а) от κ коэффициента прохождения дифрагирующей волны.

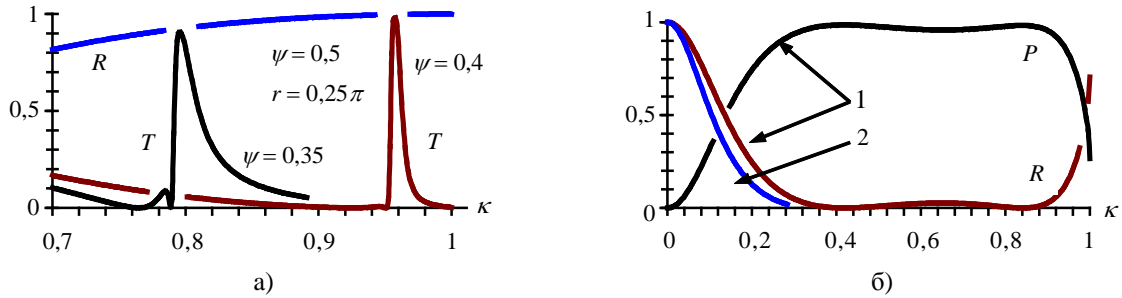


Рис. 4. Зависимости от κ при разных ψ характеристик отражение и прохождения звуковой волны на решетках рис. 1, а (а) и данные об улучшении энергетике P (КПД) и R из рис. 2, б в результате уменьшения периода средней решетки в $\sqrt{2}$ раз (б) и коррекции от $r = 0,3\pi$ до $r = 0,2\pi$ при $\theta_k = 0,6; 0,9$; кривая 2 относится к прежней ситуации равных периодов решеток

8. Редукция к двумерному спектру.

Назначение построенных здесь и в работе [11] строгих решений – показать, к каким тяжелым последствиям приводят попытки экспериментаторов чрезмерно усложнять геометрию функциональных узлов СВЧ. Такие попытки имели место. Например, поляризатор [8] из семи решеток с семью разными углами скрещивания породит в строгой теории СЛАУ для семимерных фурье-разложений искомого поля. Суть не в усложнении теории, а в размывании грани допустимости приближенных теорем моделей экспериментаторов. Отсюда – обнаруженный нами феномен вредной волны $1,-1$ и ее более многочисленных аналогов в устройстве [8] при $\kappa > 0,32$.

Докажем возможность упрощения алгоритмов и устранения феномена волны $1,-1$. Для этого при углах скрещивания трех решеток $0, \pi/4$ и $\pi/2$ выберем период средней решетки в $\sqrt{2}$ раз меньшим, чем у крайних. При этом вместо трехмерных рядов Фурье [11] запишем для искомого поля дифракции двумерные сум-

мы, отличающиеся от (2) разложением по функциям $\exp\{inu + imu\}$, которые отражают периодичность решеток «1» и «3» соответственно по y и по x , и периодичность решетки «2» вдоль координаты $y' = (y + x)/\sqrt{2}$. Метод [5, 12] приведет при этом к СЛАУ, состоящей из подсистемы (6), дополняемой уравнениями типа

$$D_{v+\mu, v-\mu}^{1,E} = \sum_n (C_{n+\mu, n-\mu}^{1,E} R_{v\leftarrow n}^{2,\mu} + D_{n+\mu, n-\mu}^{2,E} T_{v\leftarrow n}^{2,\mu}) e_{n+\mu, n-\mu}, \quad (10)$$

$$\tilde{D}_{v,\mu}^{2,E} = \sum_n \tilde{C}_{n,\mu}^{2,E} R_{v\leftarrow n}^{3,\mu} e_{n,\mu}, \quad e_{n,m} = \exp\{i\Gamma_{n,m}r\}$$

при $\Gamma_{n,m}^2 = \kappa^2 - m^2 - n^2$, где $\tilde{C}_{n,m}^{2,E}$, $\tilde{D}_{n,m}^{2,E}$ – амплитуды E_y -компонент поля, (и аналогичными уравнениями для H_y -компонент).

Здесь важно, что постоянные $\Gamma_{n,m}$ пространства по z вещественны лишь для $n, m = 0$ при $\kappa < 1$, и феномена высшей волны «диверсанта» нет.

Расчеты при $\kappa < 1$ (рис. 4, б) провели с помощью редукции (9), взяв значения R, K^2 при их аргументе κ , в $\sqrt{2}$ раза меньшем. Это позволило расширить вершинную часть АЧХ каскада в ранее запретную зону $0,77 < \kappa < 1$ (сравнить с рис. 2, б) при незначительном изменении ее левого склона.

9. Многосекционные каскады. Заменяем в каскаде рис. 2, б решетку «1» или «3» двойной,

т. е. заменим операторы R, K^1 или R, K^3 в (9) для одиночной решетки на адекватные для двойной (анализируемой посредством алгоритмов [13–14] вместо менее корректных [15–16], – см. далее). Получим данные (рис. 5, а), показывающие, что такая модернизация поляризатора улучшила крутизну склонов АЧХ. Развитый подход позволил провести расчеты и для иного количества секций поляризатора, а также для структур типа [8] со многими углами скрещивания (см. рис. 5, б и 4, в).

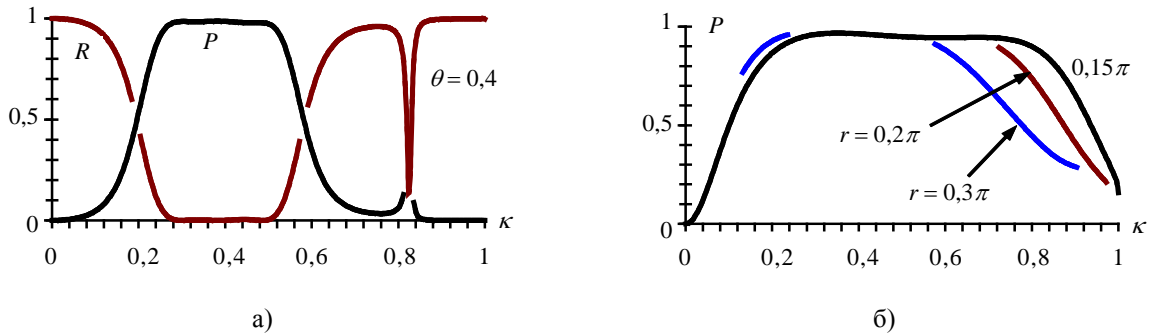


Рис. 5. Зависимости от κ при $\psi = 0,25$ и заданных $\theta = \theta_k$ энергетических величин P (КПД) и R для четырех решеток с тремя ($0, 45$ и 90°) ориентациями щелей при дистанциях между решетками $r = 0,3\pi, 0,5\pi, 0,5\pi$ (а) и с четырьмя ($0, 30, 60$ и 90°) ориентациями (б) для разных значений дистанции r между решетками

10. Технологические аспекты. Предлагаемые нами ленточные решетки миниатюрны, в отличие от используемых проволочных с толщиной ламелей в 20 раз меньшей, так что неверны возражения экспериментаторов о будто бы непрочности наших конструкций. Практически речь идет не о бесконечно тонких лентах, а о ламелях толщиной $\sim \lambda/20$, т. е. не тоньше упомянутых проволочек. Опыт 1960-х гг. [17] показал осуществимость ленточных конструкций, а шанс улучшить диапазонность устройств в 100 раз требует этого. Иначе сохранится использование в поляризаторах решеток с ювелирной миниатюрностью (микронной на мм волнах). Причина, и не единственная, отмеченного консерватизма – трудности изменения технологии изготовления решеток при смене формы ламелей. Опровергнута практикой [17] и идея об обязательном креплении решетки из лент пленкой диэлектрика.

11. Перспективы. Влияние диэлектрической подложки или конечной толщины решеток все же нужно изучить. Предварительные данные об этом есть. Анализ ситуации замены ленточных решеток ножевыми [11] показал, что толщина решеток $> \lambda/10$ ухудшит диапазонные характеристики вращателя поляризации (из-за роста их непрозрачности или возникновения ненужных резонансов).

Менее фатально использование тонких диэлектрических подложек: тонкая пленка ди-

электрика является сосредоточенной реактивной нагрузкой в волноведущем тракте, о чем имеются косвенные данные [18]. Ее наличие слегка «просветляет» решетку для E -волн и «затемняет» для H -волн. Все это можно скорректировать изменением ширины лент. Более радикальный прием – использовать тонкую пленку магнитной ($\mu > \epsilon$) радиопрозрачной среды, имеющей иной знак реактивности. Детальное исследование по всем этим аспектам проводится и выходит за рамки данной статьи. Что касается круглых брусьев решеток, то согласно [3] они при $\kappa, \theta \ll 1$ электродинамически эквивалентны лентам с $\theta = 2\theta$.

12. Примечания. Каскады скрещенных решеток используются также в качестве затворов с регулируемым рефлектансом [19–20]. Это непосредственно не относится к вопросу о поляризаторах, хотя развитый нами подход был бы полезен и таким устройствам. Здесь нужен комментарий к статье [19] и другим трудам из Новосибирска, на которые опирается разработка [20]. В них использовано грубое приближение в решении задач рассеяния волн, статическое $\kappa = 0$ (из эпохи Пирса – 1948 г.) вместо хотя бы квазистатического $\kappa \ll 1$ (доступного и улучшающего достоверности данных). Ссылка на строгие методы сделана формально, а факт существования построений [5, 21], открывших путь к многоволновому анализу рассеяния волн скрещенными решетками, вообще проигнорирован. Важным

здесь является еще одно обстоятельство. Устройства [19, 20] не исключают углов скрещивания, значительно меньших, чем в поляризаторе [8], т. е. усугубляющих обнаруженное здесь явление высших волн «диверсантов». Некорректен алгоритм [19] и при прямом угле скрещивания, предсказывая запирающие затвора вопреки факту его просветления при резонансных дистанциях между решетками. Уровень работы [19] виден по ее названию, где термин «спектральные» вместо «рассеивающие» создает иллюзию, что будто бы исследуются методами спектральной теории дифракции [22] собственные режимы колебаний.

В связи с содержанием разд. 9 коснемся вопроса о трудах [15–16] по двойным решеткам. В них использован неудачный способ нумерации волн. Нулевой названа дифрагирующая волна, а не та, угол распространения которой ближе к прямому. Это привело к тяжелым последствиям: повышение вероятности ошибок вычислений из-за дисбаланса учета волн с разными знаками номеров; изобретение метода регуляризации [12] лишь после корректирующих построений [14]. Кстати, ошибки расчетов [15] состоялись и обнаружены японскими коллегами [23].

Выводы. Повышение на порядок периода решеток во вращателях поляризации привело к появлению двугорбых объемных резонансов и отсюда к уширению вершины АЧХ устройства на два порядка вместо одного. Наличие не прямых углов скрещивания решеток приводит к появлению незатухающих высших волн при периодах решеток, даже намного меньших длины волны колебаний. Отсюда дефекты АЧХ у конструкций с малыми углами скрещивания. В каскадах с тремя углами скрещивания удалось устранить такие паразитные волны и заодно резко уменьшить громоздкость многомодовых алгоритмов расчета (редукцией трехмерных спектров рассеяния к двумерным) за счет уменьшения периода некоторых из решеток в $\sim 1,41$ раза против остальных. Работоспособны конструкции из решеток с двумя направлениями ориентации, в том числе для поворота поляризации на не прямой угол.

Предлагаемая замена миниатюрных волокончатых решеток неминиатюрными ленточными – реальна, а малая конечная толщина лент решеток или подложек из диэлектрика либо феррита сохраняют работоспособность наших конструкций. Особо важно, что вариации разд. 11 не снимают вывод об опасности малых углов скрещивания решеток, обостряющих проблему незатухающих высших волн при любых типах ламелей решеток.

Разделы 9–12 статьи важны для показа глубины заблуждений экспериментаторов, приведших например к тому, что не замечено вторжение паразитных высших волн в квазистатику.

Благодарю рецензента за диалог о трудах [15, 19], способствовавший появлению моих дополнений.

Библиографический список

1. Капица П. Л. Преобразователи волн H в волны E / П. Л. Капица // Электроника больших мощностей. – М: Наука, 1965. – 4. – С. 7–51.
2. Щербов В. А. Применение поляризационных квазиоптических схем для диагностики плазмы в субмм. диапазоне волн / В. А. Щербов, Е. М. Кулешов. – Х.: ИРЭ АН УССР, 1978. – 16 с. – (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон.; № 100).
3. Мойжес Б. Я. Электродинамические усредненные граничные условия для металлических сеток / Б. Я. Мойжес // Журн. техн. физики. – 1955. – 25, № 1. – С. 158–166.
4. Смирнов Н. Н. Распространение электромагнитных волн в круглых волноводах с периодическими щелями / Н. Н. Смирнов // Журн. техн. физики. – 1958. – 28, № 7. – С. 1494.
5. Щербак В. В. Дифракция электромагнитных волн при косом падении на систему из двух скрещенных периодических ленточных решеток / В. В. Щербак // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. гос. ун-т. – Х., 1968. – Вып. 7. – С. 21–27.
6. Щербак В. В. Матричные операторы в задачах дифракции. Метод обобщенной матрицы реактивностей / В. В. Щербак // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1997. – 2, № 1. – С. 11–16.
7. А. с. 762071 СССР, МКИ Н 01 Р 1/65. Устройство для поворота плоскости поляризации / В. К. Киселев, Д. Д. Литвинов. – № 2403458/18-09, Бюл. № 33, от 7.09.1980.
8. А. с. 741721 СССР, МКИ Н 01 Р 1/165. Вращатель плоскости поляризации / В. Н. Полупанов, М. С. Яновский, Б. Н. Князьков. – № 2571695/18-09, Бюл. № 12 от 30.03.1986.
9. А. с. 1040552 СССР, МКИ Н 01 Р 1/165. Квазиоптический вращатель плоскости поляризации / В. Н. Полупанов, Д. Д. Литвинов. – № 3226409/18-09, Бюл. № 33 от 7.09.1983.
10. Адонина А. И. Эквивалентные граничные условия на металлической решетке, расположенной на границе двух магнитодиэлектриков / А. И. Адонина, В. В. Щербак // Журн. техн. физики. – 1964. – 34, № 2. – С. 333–335.
11. Хижняк Б. В. Спрощені схеми аналізу поляризаційних конверторів на основі схрещених ґраток / Б. В. Хижняк, В. В. Щербак // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2012. – № 1. – С. 140–144.
12. Шестопалов В. П. Матричные операторы в задачах дифракции / В. П. Шестопалов, В. В. Щербак // Изв. вузов. Радиофизика. – 1968. – 11, № 2. – С. 295–305.
13. Щербак В. В. Двойные равнощелевые волноводные препятствия / В. В. Щербак // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. гос. ун-т. – Х., 1965. – Вып. 1. – С. 42–57.
14. Шестопалов В. П. Неоднородности в прямоугольных волноводах. Двойные ленточные препятствия / В. П. Шестопалов, В. В. Щербак // Радиотехника и электрон. – 1966. – 11, № 6. – С. 1066–1075.
15. Третьяков О. А. Дифракция электромагнитных волн на плоской двойной металлической решетке / О. А. Третьяков, В. П. Шестопалов // Журн. техн. физики. – 1963. – 33, № 10. – С. 1232–1243.
16. Третьяков О. А. Дифракция электромагнитных волн на двойной плоской равнопериодной разнощелевой решетке // Там же. – С. 1244–1251.
17. Ена А. И. Дифракционные свойства двойной несимметричной решетки / А. И. Ена, Л. Н. Литвиненко, Г. Г. Половников // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. гос. ун-т. – Х., 1969. – Вып. 13. – С. 42–57.
18. Щербак В. В. Широкополосные согласователи прямоугольного волновода с поперечной диэлектрической перегородкой / В. В. Щербак // Радиофизика и электрон.: сб.

- науч. тр. / Ин-т радиопроизводства и электрон. НАН Украины. – Х., 2004. – 2, № 2. – С. 335–340.
19. *Аржанников А. В.* Спектральные свойства интерференционных СВЧ фильтров на основе скрещенных решеток поляризаторов / А. В. Аржанников, С. А. Кузнецов, С. Л. Синицкий // Журн. техн. физики. – 2002. – 72, № 9. – С. 102–107.
 20. *Андренко С. А.* ННС-лазер с двухслойным анизотропным выходным зеркалом / С. А. Андренко, В. Л. Пазынин, Ю. Е. Каменев // Квантовая электрон. – 2010. – 40, № 2. – С. 108–110.
 21. *Щербак В. В.* Дифракция электромагнитных волн на двойной скрещенной решетке из металлических лент / В. В. Щербак // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. гос. ун-т. – Х., 1965. – Вып. 1. – С. 101–107.
 22. *Шестопалов В. П.* Спектральная теория и возбуждение открытых структур / В. П. Шестопалов. – Киев: Наук. думка, 1987. – 252 с.
 23. *Matsushima A.* Electromagnetic scattering from cascaded strip gratings / A. Matsushima, T. Itakura // Transactions IEICE. – 1990. – E73, N 6. – P. 952–958.

Рукопись поступила 24.03.2012.

V. V. Shcherbak

NONTRIVIAL CROSS-POLARIZATION REGIMES IN THE CASCADES OF THE CROSSED STRIP GRATINGS

We investigate in strict statement the cross-polarization effects in cascades of crossed gratings. Nonconventional resonant regimes of a polarization rotator of electromagnetic waves are

found. It is proved, that these devices can be fulfilled on the basis of gratings with period, about a wavelength λ . At the expense of flat-topped amplitude-frequency characteristic of polarizers and increase of period of gratings the working frequency band of devices is increased twofold. The constructions from two or three and more gratings with two directions of orientation and other non-standard variants of a polarization rotator are found. The nontrivial parasitic effect is revealed and the ways of its elimination are suggested.

Key words: cascades of gratings, crossed, upper harmonics, kinds of resonances, reduction of a spectrum.

В. В. Щербак

НЕТРИВІАЛЬНІ РЕЖИМИ КРОС-ПОЛЯРИЗАЦІЇ У КАСКАДАХ СХРЕЩЕНИХ СТРІЧКОВИХ ГРАТОК

У строгій постановці досліджено крос-поляризаційні ефекти у каскадах схрещених ґраток. Знайдено нетрадиційні резонансні режими обертачів поляризації електромагнітних хвиль. Доведено, що ці пристрої можна виконати на основі ґраток з періодом порядку довжини хвилі λ . Внаслідок плосковершинної амплітудно-частотної характеристики поляризаторів і збільшення періоду ґраток збільшена на два порядки робоча смуга частот пристроїв. Знайдено конструкції з двох ґраток або трьох чи більше з двома напрямками орієнтації стрічок та інші нестандартні варіанти обертачів поляризації. Виявлено нетривіальний шкідливий ефект і запропоновано шляхи його усунення.

Ключові слова: каскади ґраток, схрещені, вищі гармоніки, типи резонансів, редукція спектра.