

О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич, В. С. Сенюта, А. Н. Топков, В. В. Хардигов
 Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
 4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина
 E-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

**ПОЛУЧЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД С АЗИМУТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ
 В ВОЛНОВОДНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА**

Цилиндрические векторные пучки имеют множество приложений, включая ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию. В терагерцевом диапазоне методы и подходы формирования пучков со сложной поляризационной структурой практически отсутствуют. Предложена методика расчета и численно получены коэффициенты отражения и передачи азимутально-симметричных мод для дифракционного зеркала в виде многокольцевой диафрагмы, расположенной внутри металлического круглого волновода. При помощи программного пакета HFSS найдена оптимальная структура дифракционного зеркала, позволяющая существенно снизить коэффициенты отражения мод с неазимутальными типами поляризации. Полученные результаты могут найти применение при разработке новых внутрирезонаторных методов формирования излучения с пространственно-неоднородной поляризацией в лазерах терагерцевого диапазона. Ил. 5. Табл. 1. Библиогр.: 8 назв.

Ключевые слова: волноводный резонатор, дифракционное зеркало, терагерцевый диапазон, коэффициент отражения, азимутальная поляризация.

Во многих применениях терагерцевого лазерного излучения его состояние поляризации является важным параметром, определяющим результат взаимодействия этого излучения с веществом. В ряде таких задач необходимо использовать лазерный пучок, обладающий осевой симметрией, в том числе и поляризационной. В этом случае лазерный пучок с однородным распределением вектора электрического поля (электрический вектор линейно поляризован и имеет общее направление по всему поперечному сечению луча) оказывается неприемлемым. При круговой поляризации параметры взаимодействия излучения с веществом оказываются усредненными, а значит, неоптимальными ни с точки зрения минимальных потерь, ни максимального поглощения [1].

Важное место в исследованиях по осесимметрично поляризованному излучению занимает проблема его получения [2]. Известно несколько основных методов решения этой задачи: использование конического отражателя или брюстеровского конического окна в резонаторе, наведенное осесимметричное двулучепреломление в активном элементе твердотельного лазера, поляризационный эффект Зеемана в осесимметричном магнитном поле, внерезонаторная реконструкция осесимметрично поляризованных лазерных пучков из пучков с круговой и линейной поляризацией. Все из перечисленных методов или являются технически сложными, или их применение ограничено излучением низкой интенсивности. В последнее время в оптическом диапазоне развивается направление, связанное с использованием дифракционных зеркал с высокой поляризационной селективностью. Специальный рисунок их рельефа обеспечивает максимальную добротность моды с заданным направлением поляризации [3].

В терагерцевом диапазоне методы и подходы формирования пучков со сложной поляризационной структурой практически отсутствуют. Для того чтобы возбудить в волноводном резонаторе терагерцевого лазера излучение с пространственно-неоднородной поляризацией, необходимо, чтобы зеркало, расположенное на выходе резонатора, обеспечивало большое отражение таких мод и значительное пропускание мод с другими нежелательными типами поляризации.

Целью нашей работы является расчет параметров резонаторного зеркала для формирования в волноводных квазиоптических резонаторах терагерцевого диапазона поперечных мод с азимутальной поляризацией выходного излучения.

1. Теоретические соотношения. Для определения коэффициента передачи «дифракционного» зеркала используем метод эквивалентных граничных условий [4–6]. Реактивная нагрузка в плоскости поперечного сечения волновода образована частой решеткой ($\kappa = l/\lambda \ll 1$, где λ – длина волны, l – период решетки) из $m > 10$ бесконечно тонких идеально проводящих колец (многокольцевая диафрагма) (рис. 1).

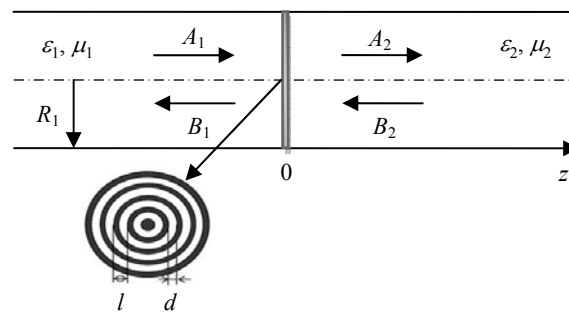


Рис. 1. Круглый волновод с кольцевой диафрагмой

В длинноволновой области коэффициенты рассеяния такой решетки слабо зависят от частоты и имеют различный характер для разной поляризации. Таким образом, в длинноволновом приближении ($\kappa \ll 1$) многокольцевая диафрагма может быть заменена бесконечно тонкой поверхностью, на которой для тангенциальных составляющих магнитных полей выполняются двухсторонние эквивалентные граничные условия типа Вайнштейна-Сивова [5]:

$$\begin{aligned} iY_p^+ E_{\varphi 1} &= H_{r2} - H_{r1} + i \frac{M}{k} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\varepsilon_1 E_{z1} - \varepsilon_2 E_{z2}), \\ H_{\varphi 2} - H_{\varphi 1} &= iY_p^- [E_{r1} - i \frac{M}{k} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mu_2 H_{z2})], \end{aligned} \quad (1)$$

в то время как тангенциальные составляющие электрического поля – непрерывны. Здесь $Y_p^+ = -(\mu_1 + \mu_2) / [\mu_1 \mu_2 \kappa \ln(0,5(1+u))]$;

$Y_p^- = \kappa(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \ln(0,5(1-u))$; $u = \cos(\pi d / l)$ – параметр заполнения решетки; d – ширина прозрачной части; ε_i, μ_i ($i = 1, 2$) – диэлектрические и магнитные проницаемости сред в соседних с диафрагмой областях; $M = (\mu_1 + \mu_2) / [\mu_1 \mu_2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]$. Отметим, что данные условия являются обобщением условий, изначально сформулированных для частой ленточной диафрагмы [6] на случай кольцевых лент.

В силу азимутальной симметрии диафрагмы симметричные TM_{0n} - ($s = e$) и TE_{0n} - ($s = h$) волны взаимодействуют с диафрагмой без преобразования в другие типы волн, т.е. задача дифракции может быть решена в одномодовом режиме. При отсутствии преобразования волн векторы полей в подводящих волноводах и регулярных участках базовых элементов определяются через z -ю компоненту электрического или магнитного векторов Герца:

$$\begin{aligned} \Pi_{n1}^s &= c_{n1}^s J_0(p_n^s r / R_1) [A_1^s \exp(i\gamma_{n1}^s z) + \\ &+ B_1^s \exp(-i\gamma_{n1}^s z)], \quad z \leq 0; \\ \Pi_{n2}^s &= c_{n2}^s J_0(p_n^s r / R_1) [A_2^s \exp(i\gamma_{n2}^s z) + \\ &+ B_2^s \exp(-i\gamma_{n2}^s z)], \quad z \geq 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $c_{n,j}^s$ ($j = 1, 2$) – нормировочные постоянные; p_n^s – корни бесселевых функций, равные $p_n^h = \nu_n$ уравнения ($J_1(\nu_n) = 0$) – для TE_{0n} -волн и $p_n^e = \chi_n$ уравнения ($J_0(\chi_n) = 0$) – для TM_{0n} -волн; $k = 2\pi / \lambda$; $\gamma_{n,j}^s = k \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - [p_n^s / kR_1]^2}$ – постоянная распространения волн в регулярных участках волновода. Временная зависимость выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$.

Введем волновые проводимости однородного волновода ($j = 1, 2$) для TE_{0n} - и TM_{0n} -волн как $Y_j^h = \gamma_{nj}^h / k\mu_j$ и $Y_j^e = k\varepsilon_j / \gamma_{nj}^e$ соответственно. Тогда поля TM_{0n} -волн в волноводах с учетом нормировки можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_{zj}^n &= \frac{\chi_n (1/kR_1)^2}{\sqrt{k\varepsilon_j |\gamma_{nj}^e|}} J_0(\chi_n r / R_1) [A_j^e \exp(i\gamma_{nj}^e z) + \\ &+ B_j^e \exp(-i\gamma_{nj}^e z)], \\ E_{rj}^n &= i \frac{1}{\sqrt{Y_{nj}^e}} J_1(\chi_n r / R_1) [A_j^e \exp(i\gamma_{nj}^e z) - \\ &- B_j^e \exp(-i\gamma_{nj}^e z)], \\ H_{\varphi j}^n &= i \sqrt{Y_{nj}^e} J_1(\chi_n r / R_1) [A_j^e \exp(i\gamma_{nj}^e z) + \\ &+ B_j^e \exp(-i\gamma_{nj}^e z)], \end{aligned} \quad (3)$$

а поля TE_{0n} -волн:

$$\begin{aligned} H_{zj}^n &= \frac{\nu_n (1/kR_1)^2}{\sqrt{k\varepsilon_j |\gamma_{nj}^h|}} J_0(\nu_n r / R_1) [A_j^h \exp(i\gamma_{nj}^h z) + \\ &+ B_j^h \exp(-i\gamma_{nj}^h z)], \\ H_{rj}^n &= i \sqrt{Y_{nj}^h} J_1(\nu_n r / R_1) [A_j^h \exp(i\gamma_{nj}^h z) - \\ &- B_j^h \exp(-i\gamma_{nj}^h z)], \\ E_{\varphi j}^n &= i \frac{1}{\sqrt{Y_{nj}^h}} J_1(\nu_n r / R_1) [A_j^h \exp(i\gamma_{nj}^h z) + \\ &+ B_j^h \exp(-i\gamma_{nj}^h z)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия (1) на кольцевой диафрагме упрощаются для случая TE_{0n} -волн в силу симметрии поля:

$$E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2}, \quad iY_p^+ E_{\varphi 2} = H_{r2} - H_{r1} \quad \text{при } z = 0.$$

Подставляя поля из (4), получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{Y_{n1}^h}} [A_1^h + B_1^h] = \frac{1}{\sqrt{Y_{n2}^h}} [A_2^h + B_2^h], \\ \frac{iY_p^+}{\sqrt{Y_{n2}^h}} [A_2^h + B_2^h] = \sqrt{Y_{n2}^h} [A_2^h - B_2^h] - \sqrt{Y_{n1}^h} [A_1^h - B_1^h]. \end{cases}$$

Разрешая систему относительно амплитуд рассеянных волн (A_2^h и B_1^h), получаем

$$\begin{cases} A_2^h = \frac{2\sqrt{Y_{n2}^h Y_{n1}^h}}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+} A_1^h + \frac{Y_{n2}^h - Y_{n1}^h + iY_p^+}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e - iY_p^+} B_2^h, \\ B_1^h = \frac{Y_{n1}^h - Y_{n2}^h + iY_p^+}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+} A_1^h + \frac{2\sqrt{Y_{n2}^h Y_{n1}^h}}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+} B_2^h. \end{cases}$$

Предполагая отсутствие падающей на диафрагму волны со стороны $z > 0$ ($B_2^h = 0$), определяем коэффициенты отражения и прохождения для волны падающей со стороны $z < 0$:

$$R_{z<0}^h = \frac{B_1^h}{A_1^h} = \frac{Y_{n1}^h - Y_{n2}^h + iY_p^+}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+},$$

$$T_{z<0}^h = \frac{A_2^h}{A_1^h} = \frac{2\sqrt{Y_{n2}^h Y_{n1}^h}}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+}. \quad (5)$$

Аналогично, полагая $A_1^h = 0$, определяем:

$$R_{z>0}^h = \frac{A_2^h}{B_2^h} = \frac{Y_{n2}^h - Y_{n1}^h + iY_p^+}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+},$$

$$T_{z>0}^h = \frac{B_1^h}{B_2^h} = \frac{2\sqrt{Y_{n2}^h Y_{n1}^h}}{Y_{n1}^h + Y_{n2}^h - iY_p^+}. \quad (6)$$

Видим $T_{z<0}^h = T_{z>0}^h$, что и должно выполняться для взаимных структур.

Аналогично определяются коэффициенты прохождения и отражения диафрагмы для TM_{0n} -волн. В этом случае эквивалентные граничные условия (1) с учетом симметрии поля упрощаются и принимают вид

$$E_{r2} = E_{r1}, \quad iY_p^- E_{r2} = H_{\phi 1} - H_{\phi 2} \quad \text{при } z = 0.$$

Подставляя значения полей из (2), получаем

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{Y_{n1}^e}} [A_1^e - B_1^e] = \frac{1}{\sqrt{Y_{n2}^e}} [A_2^e - B_2^e], \\ \frac{iY_p^-}{\sqrt{Y_{n2}^e}} [A_2^e - B_2^e] = \sqrt{Y_{n1}^e} [A_1^e + B_1^e] - \sqrt{Y_{n2}^e} [A_2^e + B_2^e]. \end{cases}$$

Разрешая систему, получаем

$$\begin{cases} A_2^e = \frac{2\sqrt{Y_{n2}^e Y_{n1}^e}}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-} A_1^e + \frac{Y_{n1}^e - Y_{n2}^e + iY_p^-}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-} B_2^e, \\ B_1^e = \frac{Y_{n2}^e - Y_{n1}^e + iY_p^-}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-} A_1^e + \frac{2\sqrt{Y_{n2}^e Y_{n1}^e}}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-} B_2^e. \end{cases} \quad (7)$$

А следовательно, можем записать выражения для коэффициентов рассеяния TM_{0n} -волны в виде

$$R_{z<0}^e = \frac{B_1^e}{A_1^e} = \frac{Y_{n2}^e - Y_{n1}^e + iY_p^-}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-},$$

$$R_{z>0}^e = \frac{B_1^e}{A_1^e} = \frac{Y_{n1}^e - Y_{n2}^e + iY_p^-}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-}, \quad (8)$$

$$T_{z<0}^e = T_{z>0}^e = \frac{2\sqrt{Y_{n2}^e Y_{n1}^e}}{Y_{n1}^e + Y_{n2}^e + iY_p^-}.$$

Полученные формулы являются основой для расчета поляризационно-селективного резонаторного зеркала на основе периодической частой

кольцевой диафрагмы. В случае, когда зеркало размещено в однородном волноводе ($Y_{n2}^e = Y_{n1}^e = Y^e, Y_{n2}^h = Y_{n1}^h = Y^h$), формулы упрощаются и принимают вид

$$R_{z<0}^s = R_{z>0}^s = \frac{\pm Y_u^s / 2Y^s}{1 + Y_u^s / 2Y^s},$$

$$T_{z<0}^s = T_{z>0}^s = \frac{1}{1 + Y_u^s / 2Y^s}. \quad (9)$$

Здесь верхний знак «-» соответствует TE_{0n} -волнам, а нижний «+» – TM_{0n} -волнам. Обобщающий параметр Y_u^s имеет смысл эффективной проводимости кольцевой диафрагмы, которая зависит от поляризации поля и равна

$$Y_u^s = \begin{Bmatrix} Y_c^h \\ Y_c^e \end{Bmatrix} = i \begin{Bmatrix} -Y_p^+ \\ Y_p^- \end{Bmatrix}. \quad (10)$$

Отметим, что в нашем случае рассматривался случай $\varepsilon_1 = 1, \mu_1 = \mu_2 = 1$.

2. Результаты расчетов. Формулы (5)–(10) позволяют рассчитать коэффициенты пропуска низших симметричных TE_{0n} - и TM_{0n} -волновых мод через зеркало, выполненное в виде слоя диэлектрика, на который нанесена периодическая частая кольцевая диафрагма. Такое зеркало было изготовлено методом фотолитографии. С этой целью на слой кристаллического кварца напылялся тонкий слой алюминия, в котором впоследствии вытраивались области заданной формы. При напылении алюминия использовался титан для улучшения адгезии алюминия к кварцу. Толщина слоя алюминия приблизительно составляла 0,5...0,6 мкм. Для расчетов выбирались следующие геометрические параметры волновода: $2a = 19,92$ мм, $L = 1848$ мм. Волновод с такими параметрами используется в квазиоптическом резонаторе НСООН-лазера ($\lambda = 0,4326$ мм) [7]. Кристаллический кварц на этой длине волны характеризуется коэффициентом преломления $n_2 = 2,1073$ и показателем поглощения $k_2 = 0,008$ [8].

Отметим, что толщина зеркала (слоя кварца) выбирается таким образом, чтобы избежать на рабочей длине волны интерференционных резонансов. Поэтому выходное излучение, которое формируется волнами с высоким коэффициентом отражения от кольцевой диафрагмы (выше 85%), слабо зависит от диэлектрической проницаемости зеркала ($Y_u^s / 2Y^s \gg 1$). Этот факт был проверен численным экспериментом и в дальнейшем позволил моделировать зеркало диафрагмой, размещенной в полом волноводе, с целью уменьшения времени расчетов. В пределах развитого подхода не имеется никаких принципиальных трудностей с учетом размеров зеркала.

Однако зеркало с периодической кольцевой диафрагмой наряду с TE_{0m} -волнами демонстрирует высокий уровень отражения для высших несимметричных мод, которые содержат азимутальные составляющие электрического поля и приводят к нежелательному искажению поляризации выходного излучения. В связи с этим было предложено использовать при изготовлении зеркала неоднородную кольцевую диафрагму, которая получалась из периодической путем удаления ряда колец. Расчет коэффициентов рассеяния для высших несимметричных мод и учет неоднородности диафрагмы не может быть корректно проведен в рамках описанного выше метода, поэтому в работе также использовалась тестовая версия программного пакета *HFSS* для расчета неоднородной диафрагмы.

Исходя из технологических возможностей и необходимости обеспечения условия $kl/2\pi \ll 1$ период кольцевой дифракционной решетки был выбран $l = 120$ мкм. Ее коэффициент прозрачности $\Theta = d/l$ изменялся в диапазоне $\Theta = 0,1 - 0,9$. Результаты расчетов коэффициентов отражения TE_{01} - и TM_{01} -мод для различных значений Θ с использованием вышеизложенного метода представлены на рис. 2. Как видно из расчетов, при увеличении в данном диапазоне коэффициента прозрачности коэффициенты отражения TE_{01} - и TM_{01} -мод уменьшались от 100 до 35 % и от 80 до 15 % соответственно.

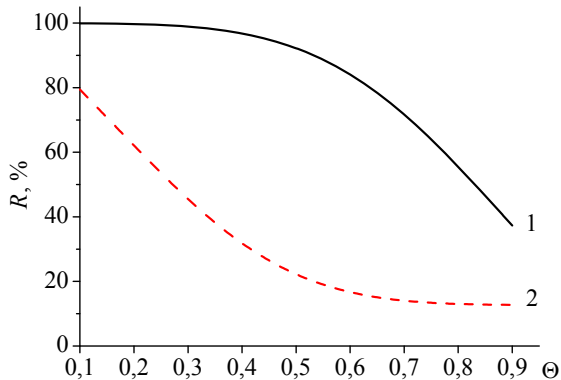


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R симметричных мод от коэффициента заполнения кольцевой решетки Θ : 1 – TE_{01} -мода; 2 – TM_{01} -мода

Для высших симметричных мод коэффициенты отражения через неоднородное зеркало незначительно возросли по сравнению с указанными значениями для низших мод. Учитывая необходимость обеспечения коэффициента отражения TE_{0m} -мод с азимутальной поляризацией $R > 90$ % для получения их генерации в лазере, коэффициент заполнения неоднородного зеркала был выбран равным $\Theta = 0,58$. Расчет при помощи

описанного метода позволил определить ширину прозрачной части дифракционной решетки d , которая составила в экспериментальном образце $d = 70$ мкм. Несмотря на удовлетворительные результаты расчетов, при проведении экспериментов с данным дифракционным зеркалом были получены невысокие коэффициенты отражения для TE_{0m} -мод. Полученная поляризация выходного излучения отличалась от азимутальной.

Дифракционная решетка, используемая в эксперименте, содержит 150 колец ($N = 150$, где N – количество колец), но расчет такой решетки в программном пакете *HFSS* требует значительного количества времени и ресурсов вычислительной техники. Учитывая сохранение формы распределения поля в пределах волновода при изменении его размеров и исходя из подобия физических свойств данной решетки со свойствами решетки, имеющей меньшее число колец, изучена дифракционная решетка, состоящая из меньшего числа колец ($N = 20$). При этом период и коэффициент заполнения данной решетки не менялся.

С учетом распределения интенсивности излучения мод, которые могут возбуждаться в лазерном резонаторе, проведены расчеты оптимальных параметров дифракционной решетки для возбуждения мод с азимутальной поляризацией. Сначала рассчитывалась структура решетки, позволяющая увеличить ее прозрачность при сохранении значения коэффициентов отражения R для азимутально-симметричных мод не менее 90 %. С этой целью были проведены исследования по изучению отражающих свойств решеток для трех случаев: 1) при удалении колец в их центральной части; 2) при удалении колец на крае решеток; 3) при одновременном удалении колец как в центральной части решеток, так и на их крае.

Результаты расчетов для первого случая представлены на рис. 3. Исследование заключалось в последовательном удалении ряда колец N_1 в центральной части дифракционной решетки. Видно, что при изменении их числа от $N_1 = 1$ до $N_1 = 7$ коэффициент отражения требуемых мод с азимутальной поляризацией излучения сохраняется на уровне 90 %. При дальнейшем удалении колец коэффициент отражения этих мод быстро уменьшается.

Следующее исследование заключалось в последовательном удалении числа колец N_2 на крае решетки. Из результатов, представленных на рис. 4, видно, что при таком удалении до $N_2 = 6$ коэффициент отражения исследуемых мод также сохраняется в пределах 90 %.

При одновременном удалении колец как в центральной части, так и на крае решетки было найдено несколько структур решеток, которые

обеспечивают возбуждение требуемых волноводных мод. Результаты этих расчетов представлены на рис. 5.

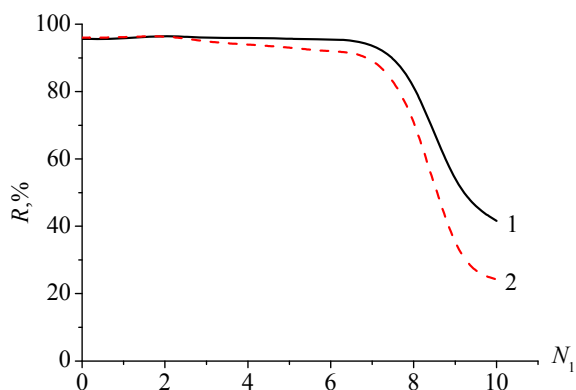


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R азимутальных мод от количества удаленных колец N_1 в центральной части дифракционной решетки: 1 – TE_{01} -мода; 2 – TE_{02} -мода

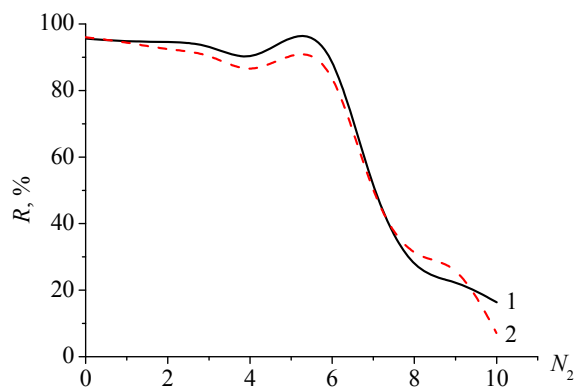


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения R азимутальных мод от количества удаленных колец N_2 на крае дифракционной решетки: 1 – TE_{01} -мода; 2 – TE_{02} -мода

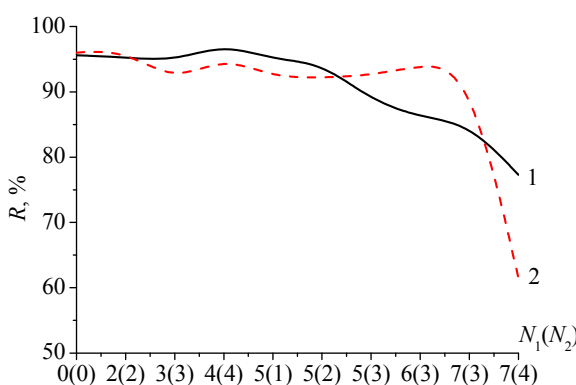


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения R азимутальных мод от количества удаленных колец N_1 в центральной части и N_2 (в скобках) на крае дифракционной решетки одновременно: 1 – TE_{01} -мода; 2 – TE_{02} -мода

Для того чтобы проверить способность полученных в результате данных исследований дифракционных решеток проводить селекцию

нежелательных мод, которые также возбуждаются и имеют тип поляризации, отличный от азимутальной, были найдены коэффициенты отражения этих мод от данных структур. Результаты данного исследования представлены в таблице.

Зависимость коэффициентов отражения волноводных мод для различных типов дифракционных зеркал

Тип зеркала	$R_{11}^{TE}, \%$	$R_{12}^{TE}, \%$	$R_{01}^{TM}, \%$	$R_{22}^{TE}, \%$
$N = 20$	18,5	86,9	5,8	86,4
$N_1 = 7$	4,8	44,2	2,9	41,3
$N_2 = 6$	4,2	14,8	0,7	34,3
$N_1 = 4, N_2 = 4$	4,8	40,6	1,9	40,3
$N_1 = 5, N_2 = 2$	1,9	55	4	38,2

Наибольшие коэффициенты отражения при прохождении через исходную полную решетку ($N = 20$) имеют следующие моды – TE_{11} , TE_{12} , TM_{01} , TE_{22} . В таблице представлены коэффициенты отражения этих мод еще для четырех типов решеток, оптимальные структуры которых были получены с использованием импедансного подхода. Как видно из таблицы, наилучшие результаты обеспечивает решетка, в которой удалено 6 колец ($N_2 = 6$) на ее крае, позволяющая существенно снизить коэффициенты отражения неазимутальных мод. При этом данная структура обеспечивает высокий коэффициент отражения для азимутально-симметричных мод.

Выводы. Предложена методика расчета и численно получены коэффициенты отражения и передачи азимутально-симметричных мод для дифракционного зеркала в виде многокольцевой диафрагмы, расположенной внутри металлического круглого волновода. При помощи тестовой версии программного пакета *HFSS* найдена оптимальная структура дифракционного зеркала, позволяющая существенно снизить коэффициенты отражения от него мод с неазимутальными типами поляризации. При этом данная структура обеспечивает высокие коэффициенты отражения азимутально-симметричных мод. Такие свойства дифракционного зеркала удовлетворяют условиям возбуждения в волноводных резонаторах терагерцевого диапазона типов колебаний с азимутальной поляризацией выходного излучения.

Библиографический список

1. Ищенко Е. Ф. Поляризационная оптика / Е. Ф. Ищенко, А. Л. Соколов. – М.: Изд-во МЭИ, 2005. – 336 с.

2. *Qiwen Zhan*. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Zhan Qiwen // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – 1, N 1. – P. 1–57.
3. *Низьев В. Г.* Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO₂-лазере / В. Г. Низьев, В. П. Якунин, Н. Г. Туркин // *Квантовая электроника*. – 2009. – 39, № 6. – С. 505–514.
4. *Сысоев А. С.* Открытые резонаторы с дифракционной решеткой в качестве одного из зеркал / А. С. Сысоев, О. А. Третьяков // *Радиотехника и электроника*. – 1972. – 17, № 9. – С. 1951–1953.
5. *Нефедов Е. И.* Электродинамика периодических структур / Е. И. Нефедов, А. Н. Сивов. – М.: Наука, 1977. – 209 с.
6. *Казанский В. Б.* Квазипериодическая металлодиэлектрическая структура как многофункциональная система управления / В. Б. Казанский, В. Р. Туз, В. В. Хардигов // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. – 2002. – 45, № 7. – С. 56–67.
7. *Оптимизация* металлического волноводного резонатора субмиллиметрового лазера / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Свич и др. // *Квантовая электроника*. – 1997. – 24, № 1. – С. 33–36.
8. *Handbook of optical constants of solids: Five-volume Set*. Vol. 1 / ed. by E. D. Palik. – San Diego: Academic Press, 1998. – 804 p.

Рукопись поступила 08.11.2013.

O. V. Gurin, A. V. Degtyarev, V. A. Maslov,
V. A. Svich, V. S. Senyuta, A. N. Topkov,
V. V. Khardikov

OBTAINING OF TRANSVERSE MODES WITH AZIMUTHAL POLARIZATION IN A QUASI-OPTICAL WAVEGUIDE TERAHERTZ RESONATORS

Cylindrical vector beams have many applications including electron acceleration, handling materials, a high-resolution metrology, microellipsometry and spectroscopy. Methods and approaches for obtaining beams with complex polarization structure are practically absent in the terahertz range. The method

of calculation is proposed and coefficients of reflection and transmission of azimuthally symmetric modes for diffraction mirror in the form of a concentric diaphragm located inside a metal circular waveguide are obtained numerically. With the help of programme solver HFSS the optimal structure of diffraction mirror is found, which allows to reduce significantly the reflection coefficients for modes with nonazimuthal types of polarization. The obtained results can be used to develop new intracavity methods for formation of radiation with spatially inhomogeneous polarization in terahertz lasers.

Key words: waveguide cavity, diffraction mirror, terahertz range, reflection coefficient, azimuthal polarization.

О. В. Гурін, А. В. Дегтярьов, В. О. Маслов,
В. А. Свич, В. С. Сенюта, О. М. Топков,
В. В. Хардигов

ОТРИМАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ МОД З АЗИМУТАЛЬНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ У ХВИЛЕВІДНИХ КВАЗІОПТИЧНИХ РЕЗОНАТОРАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ

Циліндричні векторні пучки мають багато застосувань, у тому числі прискорення електронів, обробку матеріалів, високороздільну метрологію, мікроеліпсометрію і спектроскопію. У терагерцовому діапазоні методи і підходи формування пучків зі складною поляризаційною структурою практично відсутні. Запропоновано методику розрахунку й чисельно отримано коефіцієнти відбиття та передачі азимутально-симетричних мод для дифракційного дзеркала у вигляді багатокільцевої діафрагми, розташованої всередині металевого круглого хвилеводу. За допомогою програмного пакета HFSS знайдено оптимальну структуру дифракційного дзеркала, що дозволяє значно знизити коефіцієнти відбиття мод з неазимутальними типами поляризації. Отримані результати можуть бути застосовані при розробці нових внутрішньорезонаторних методів формування випромінювання з просторово-неоднорідною поляризацією в лазерах терагерцового діапазону.

Ключові слова: хвилевідний резонатор, дифракційне дзеркало, терагерцовий діапазон, коефіцієнт відбиття, азимутальна поляризація.