

О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич, В. С. Сенюта, А. Н. Топков

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина

4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА МОД
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЛАЗЕРА**

Цилиндрические векторные пучки имеют множество приложений, включая ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию. Результаты исследований особенностей их распространения и фокусировки в терагерцевом диапазоне практически отсутствуют. Теоретически на основе векторной теории Рэлея-Зоммерфельда и экспериментально с использованием излучения волноводного терагерцевого лазера ($\lambda = 0,4326$ мм) проведено исследование физических особенностей распространения в свободном пространстве и умеренной и острой фокусировки лазерных пучков излучения, возбуждаемых модами диэлектрического резонатора с круглым волноводом с различной пространственной поляризацией поля. Полученные результаты расширяют знания об особенностях распространения в различных зонах дифракции и фокусировки лазерных пучков терагерцевого диапазона. Ил. 8. Табл. 1. Библиогр.: 9 назв.

Ключевые слова: распространение, фокусировка, терагерцевый лазер, диэлектрический резонатор, моды.

В последние годы в лазерах широко используются волноводные квазиоптические резонаторы (ВКР), в которых оптическое поле формируется не только зеркалами, но и размещенными между ними сверхразмерными волноводами. Комбинированные резонаторы применяются в капиллярных газоразрядных лазерах [1], волноводных лазерах складной конструкции [2], терагерцевых лазерах на свободных электронах [3] и т. д. В ВКР существуют моды с неоднородной пространственной поляризацией, среди которых наибольший интерес для технологических и научных приложений представляют моды с радиальным и азимутальным направлениями поляризации излучения [4]. Такие пучки оказываются очень полезными для многих применений, таких как голография, интерферометрия, спектроскопия, фотохимия. В частности лазерные пучки, поляризованные в радиальном направлении, могут быть полезны для резки металлов, где необ-

ходимо максимальное поглощение излучения обрабатываемой поверхностью. Данная топология используется для уменьшения размеров фокального пятна, для оптического захвата и ориентирования молекул, а также для ускорения электронов [5].

Целью настоящей работы является изучение особенностей структуры поля лазерных пучков излучения, возбуждаемых модами диэлектрического резонатора терагерцевого лазера с круглым волноводом в свободном пространстве в ближней и дальней зоне дифракции и в области их фокусировки при различных видах пространственной поляризации данных мод.

1. Теоретические соотношения. Распространение лазерного излучения в свободном пространстве вдоль оси Oz описывается известными интегралами Рэлея-Зоммерфельда в непараксиальном приближении [6, 7]. В цилиндрической системе координат они имеют вид

$$\left\{ \begin{aligned} E_x(\rho, \varphi, z) &= -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_x^0(\rho_0, \varphi_0, 0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_y(\rho, \varphi, z) &= -\frac{z(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_y^0(\rho_0, \varphi_0, 0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \\ E_z(\rho, \varphi, z) &= \frac{(ikr-1)}{2\pi r^3} e^{ikr} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_x^0(\rho_0, \varphi_0, 0)(\rho \cos \varphi - \rho_0 \cos \varphi_0) + E_y^0(\rho_0, \varphi_0, 0)(\rho \sin \varphi - \rho_0 \sin \varphi_0)] \times \\ &\times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho\rho_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi_0, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; ρ_0, φ_0 – полярные координаты в области задания исходного поля и ρ, φ, z – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения; $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$.

Пусть в начальной плоскости задано излучение в виде симметричных азимутально, радиально и линейно поляризованных TE_{0n} -, TM_{0n} -, EH_{1n} - и несимметричных линейно поляризован-

ных $TE_{0n} + EH_{2n}$ -, $EH_{-1n} + EH_{3n}$ -мод ($n = 1, 2$) круглого диэлектрического волновода радиуса a , компоненты электромагнитных полей которых в плоскости источника $z = 0$ имеют известный вид [8]. Используя для описания компонент вектора на-

пряженности электрического поля формулы (1), получим выражения для поперечных и продольной компонент поля, например TM_{0n} -мод, в произвольной плоскости $z = z_1$ в свободном пространстве:

$$\begin{cases} E_x(\rho, \varphi, z_1) = \frac{iz_1(ikr-1)}{r^3} e^{ikr} A_{0n} \cos \varphi \int_0^a J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \rho_0 d\rho_0, \\ E_y(\rho, \varphi, z_1) = \frac{iz_1(ikr-1)}{r^3} e^{ikr} A_{0n} \sin \varphi \int_0^a J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \rho_0 d\rho_0, \\ E_z(\rho, \varphi, z_1) = -\frac{(ikr-1)}{r^3} e^{ikr} A_{0n} \int_0^a J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \left[\rho_0 J_0\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) + i\rho J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right)\right] \rho_0 d\rho_0, \end{cases} \quad (2)$$

где χ_{0n} – n -й корень уравнения $J_1(\chi) = 0$; $A_{0n} = \frac{1}{\sqrt{\pi} |J_2(\chi_{0n})| a}$ – нормирующий множитель.

Поле на входе и выходе линзы радиуса a_1 опишем с использованием функции фазовой коррекции $T(\rho) = \exp(-i\pi\rho^2/\lambda F)$, где F – фокусное

расстояние линзы. Вновь применив к компонентам вектора напряженности электрического поля, найденным после фазовой коррекции, интегральные преобразования Рэлея-Зоммерфельда получим аналитические выражения для поперечных и продольной компонент поля TM_{0n} -мод на расстоянии z_2 от линзы

$$\begin{cases} E_x(\tau, \Theta, z_2) = \frac{-z_1 z_2 (ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{iky} A_{0n} \cos \Theta \times \\ \quad \times \int_0^{a_1} \int_0^a \frac{(ikr-1)}{r^3} J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2\gamma}\right) J_1\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho, \\ E_y(\tau, \Theta, z_2) = \frac{-z_1 z_2 (ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{iky} A_{0n} \sin \Theta \times \\ \quad \times \int_0^{a_1} \int_0^a \frac{(ikr-1)}{r^3} J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2\gamma}\right) J_1\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho, \\ E_z(\tau, \Theta, z_2) = \frac{(ik\gamma - 1)}{\gamma^3} e^{iky} A_{0n} \int_0^{a_1} \int_0^a \frac{(ikr-1)}{r^3} J_1\left(\chi_{0n} \frac{\rho_0}{a}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \times \\ \quad \times J_1\left(\frac{k\rho_0\rho}{r}\right) \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2\gamma}\right) \left[\tau J_1\left(\frac{k\tau\rho}{\gamma}\right) - i\rho J_0\left(\frac{k\tau\rho}{r}\right)\right] T(\rho) \rho_0 d\rho_0 \rho d\rho, \end{cases} \quad (3)$$

где τ, Θ, z_2 – цилиндрические координаты в плоскости наблюдения за линзой; $\gamma = \sqrt{\tau^2 + z_2^2}$. Аналогично были получены выражения для всех компонент вектора напряженности электрического поля TE_{0n} -, EH_{1n} - и $TE_{0n} + EH_{2n}$ -, $EH_{-1n} + EH_{3n}$ -мод ($n = 1, 2$) в свободном пространстве в различных зонах дифракции и в фокальной области линзы.

2. Результаты и сравнение расчетов, экспериментов. Используя полученные выражения, был проведен расчет поперечных распределений интенсивности поля лазерных пучков из-

лучения, возбуждаемых симметричными азимутально, радиально и линейно поляризованными TE_{0nq} , TM_{0nq} , EH_{1nq} и несимметричными линейно поляризованными $TE_{0nq} + EH_{2nq}$, $EH_{-1nq} + EH_{3nq}$ ($n = 1, 2$) диэлектрического резонатора терагерцевого лазера с круглым волноводом при их распространении в свободном пространстве в ближней и дальней зонах дифракции. Длина волны излучения была выбрана в терагерцевом диапазоне $\lambda = 0,4326$ мм (линия генерации лазера с оптической накачкой на молекуле НСООН). Диаметр волновода выбран равным $2a = 35$ мм.

Структурная схема экспериментальной установки для исследования распространения в свободном пространстве лазерных пучков излучения, возбуждаемых поперечными модами генерации терагерцевого лазера с оптической накачкой, приведена на рис. 1 на котором 1 – CO₂-лазер; 2 – катод; 3 – анод; 4 – высоковольтный источник питания; 5 – источник постоянного напряжения; 6 – пьезоэлемент; 7, 13 – сферические зеркала;

8 – эшелетт; 9 – уголкового отражатель; 10 – пластина NaCl; 11 – плоские зеркала; 12 – механический модулятор; 14 – механизм перемещения зеркала; 15 – электропривод; 16 – диэлектрический волновод; 17 – входное зеркало; 18 – выходное зеркало; 19 – детектор; 20 – устройство сканирования пучка; 21 – селективный усилитель; 22 – АЦП; 23 – ЭВМ; 24 – колба с HCOOH; 25 – вентили; 26 – вакуумметр; 27 – вакуумный насос.

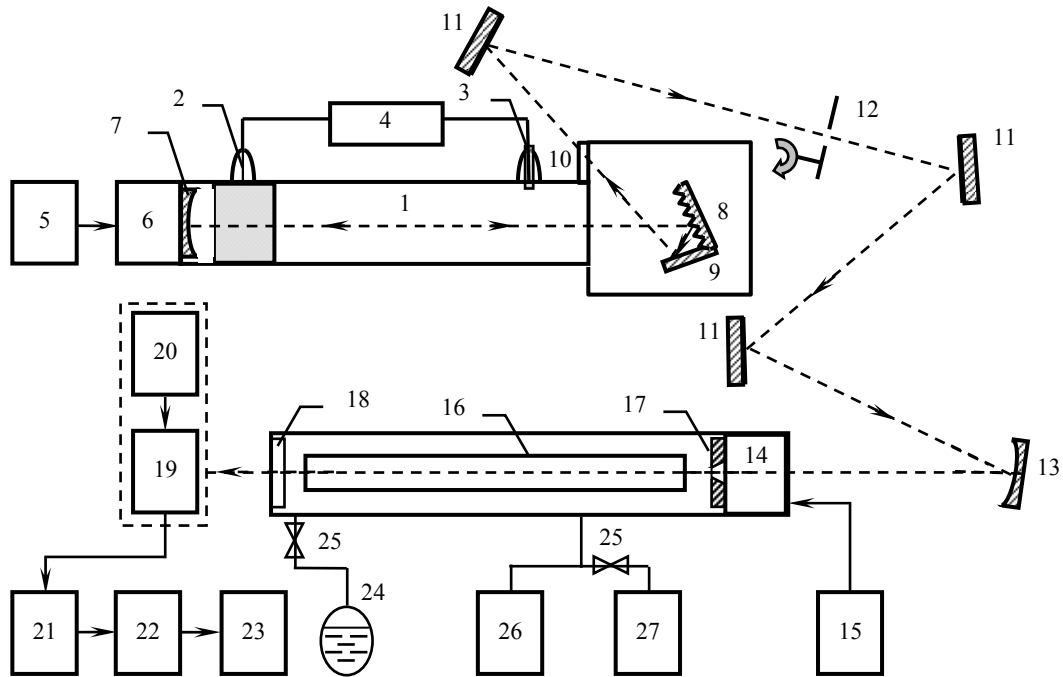


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки

Возбуждение рабочей молекулы HCOOH лазера осуществляется непрерывным газоразрядным CO₂-лазером 1. Перестройка его частоты по линиям генерации *P* и *R* ветвей производится изменением угла наклона дифракционной решетки типа «эшелетт» 8. Точная настройка на центр линии поглощения рабочей молекулы терагерцевого лазера осуществляется перемещением зеркала 7, закрепленного на пьезокорректоре 6 типа КП-1, при изменении напряжения источника постоянного напряжения 5. Мощность излучения CO₂-лазера на линии 9R20 (линия накачки HCOOH-лазера на длине волны 432,6 мкм) – 40 Вт.

Системой плоских поворотных зеркал 11 и сферического зеркала 13 излучение CO₂-лазера вводится в терагерцевую ячейку. Резонатор терагерцевого лазера образован отрезком круглого диэлектрического волновода 16 указанного выше диаметра, длиной 1 848 мм и плоскими зеркалами 17, 18. Входное зеркало 17 – медное с центральным отверстием связи Ø1,5 мм. Такая неоднородность вносит незначительные изменения в потери и

распределения интенсивности резонаторных мод. Выходное зеркало 18 – двумерная емкостная сетка с прозрачностью 20 % на длине волны 432,6 мкм.

Терагерцевое излучение регистрировалось пироэлектрическим приемником 19. Приемник закреплен в механизме 20, позволяющим записывать поперечные распределения интенсивности при любом заданном азимуте. Пространственное разрешение приемника изменялось с помощью диафрагм, устанавливаемых на его входе. При выборе пространственного разрешения приемника учитывалась его вольт-ваттная чувствительность и ожидаемая ширина пучка излучения. При измерении распределения интенсивности на различных расстояниях от выходного зеркала (ширина пучка излучения более 35 мм) пространственное разрешение приемника выбрано равным 2 мм. При записи распределения интенсивности сфокусированного лазерного излучения (ширина пучка менее 6 мм) пространственное разрешение приемника выбрано 0,3 мм.

При измерении степени поляризации выходного излучения его фокусировка на кристалл приемника осуществлялась рупором с раскрытием 30 мм. В качестве поляризатора использовалась одномерная проволочная решетка с шагом 40 мкм и диаметром проволоки 8 мкм. Степень поляризации излучения определялась как

$$\Pi = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}}, \quad (4)$$

где U_{\max} – максимальный сигнал приемника, прошедшего через поляризатор излучения; U_{\min} – минимальный сигнал. Измеренная степень поляризации всех резонаторных мод, наблюдаемых в эксперименте, близка к 100 %.

При перемещении входного зеркала 17 записывались перестроенные характеристики терагерцового лазера. Характерный вид его пере-

строенной характеристики приведен на рис. 2. В спектре излучения наблюдалось пять поперечных мод. Моды исследуемого резонатора совпадают с модами полого круглого диэлектрического волновода. Поэтому их идентификация проведена по сравнению измеренных экспериментально и рассчитанных межмодовых расстояний для стеклянного волновода с приведенными выше параметрами и по известным из теории [8] степени поляризации выходного излучения и поперечным распределениям наблюдаемых мод. Экспериментально измеренные и расчетные поперечные распределения двух мод с максимальной мощностью излучения на расстоянии 100 см от выходного зеркала лазера приведены на рис. 3. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых.

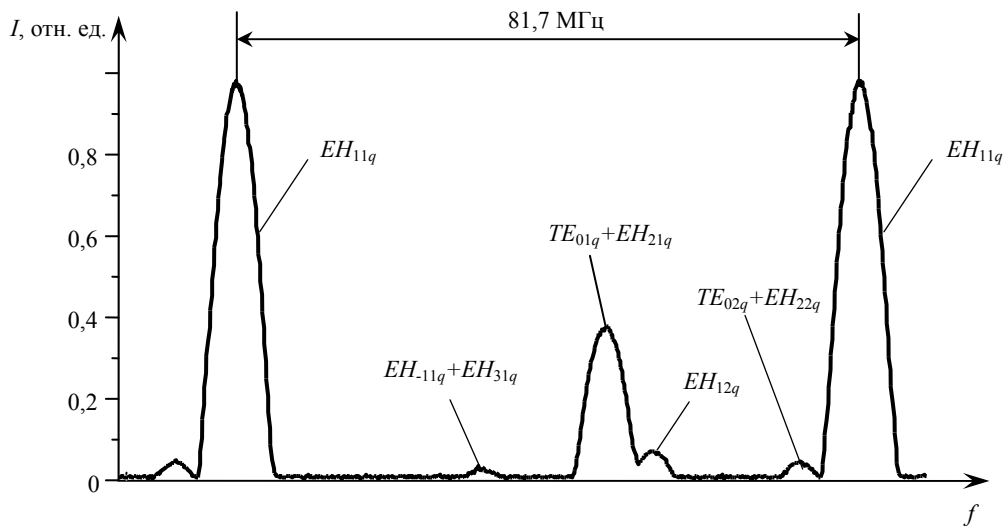


Рис. 2. Перестроенная характеристика волноводного HCOOH-лазера

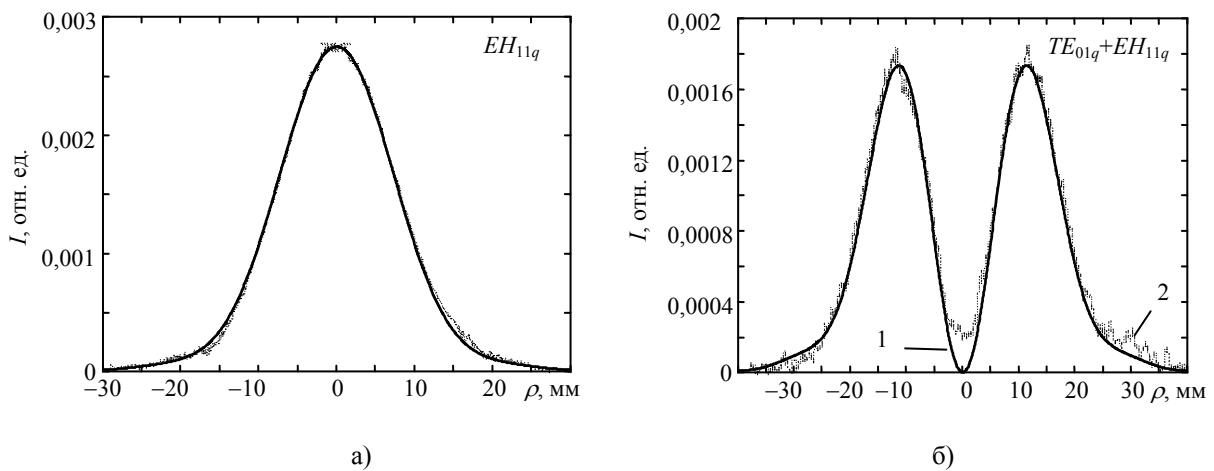


Рис. 3. Расчетные (1) и экспериментальные (2) радиальные распределения интенсивности поля EH_{11} (а) и $TE_{01q}+EH_{11q}$ (б) мод лазера на расстоянии 100 см от выходного зеркала

На рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные зависимости полуширины поперечных распределений интенсивности на уровне $1/e^2$ от ее максимального значения для резонаторных мод при изменении параметра ε , обратного числу Френеля ($\varepsilon = 1/N_f$, где $N_f = a^2/\lambda L$, L – расстояние от выходного торца волновода до плоскости наблюдения). При $\varepsilon < 2$ поперечное распределение интенсивности мод существенно изменяется. В области $\varepsilon > 2$ поперечные профили пучков излучения приобретают устойчивую структуру и при увеличении ε изменяется лишь их ширина.

Наблюдается хорошее совпадение экспериментально измеренных (точки на рис. 4) и расчетных данных для пучков излучения, возбуж-

даемых модами EH_{11q} , $TE_{01q} + EH_{21q}$. Для сравнения на рисунке приведена зависимость полуширины гауссового пучка от параметра ε . Радиус пучка выбран равным радиусу волноводной моды EH_{11} на уровне $1/e^2$ от ее максимального значения на выходном торце волновода.

Экспериментально полученные и расчетные значения расходимости лазерных пучков в дальней зоне, полученные методом фокального пятна, для мод EH_{11q} и $TE_{01q} + EH_{21q}$ в пределах погрешности измерений совпадают и приведены в таблице, где показаны расчетные расходимости для других резонаторных мод и гауссового пучка.

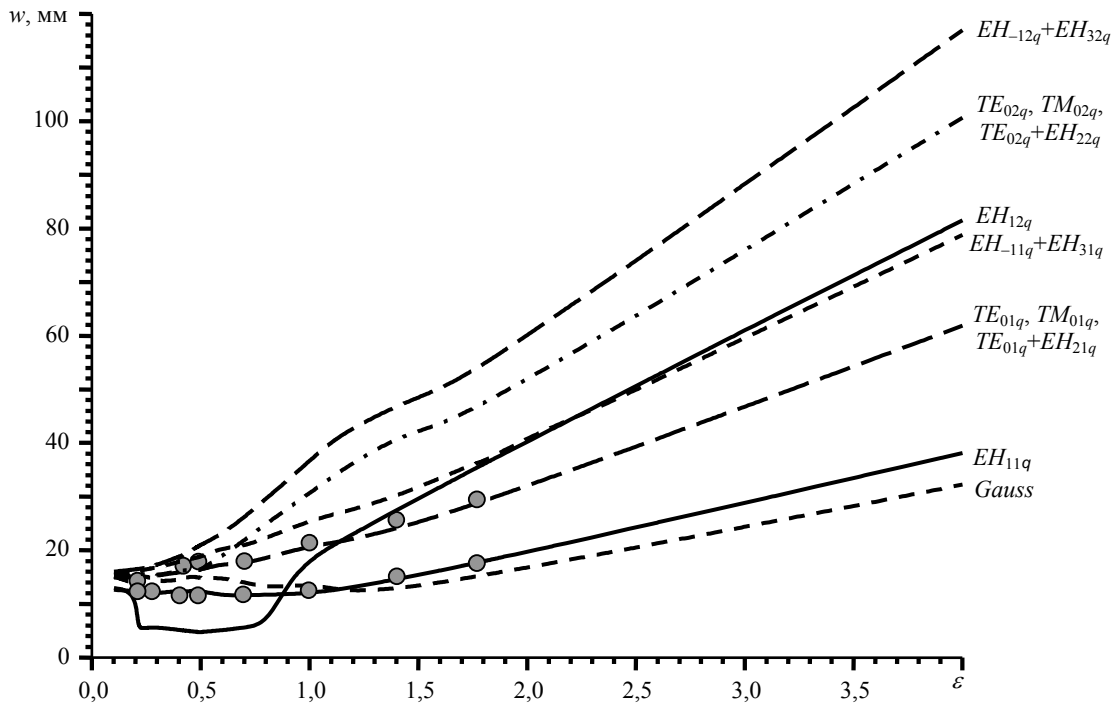


Рис. 4. Расчетные зависимости полуширины поперечных распределений интенсивности w резонаторных мод в свободном пространстве при изменении параметра ε . Точки – эксперимент

Расчетные расходимости резонаторных мод и гауссового пучка

Резонаторные моды	TE_{01q} TE_{02q}	TM_{01q} TM_{02q}	EH_{11q} EH_{12q}	$TE_{01q} + EH_{21q}$ $TE_{02q} + EH_{22q}$	$EH_{-11q} + EH_{31q}$ $EH_{-12q} + EH_{32q}$	Гауссов пучок
Угловая расходимость Θ , рад	0,0212 0,0334	0,0212 0,0334	0,0131 0,0293	0,0212 0,0334	0,0289 0,0371	0,011

Данные результаты позволяют сделать вывод о том, что полученные аналитические выражения в непараксиальном приближении правильно описывают распространение лазерных пучков, возбуждаемых модами диэлектрического

резонатора терагерцевого лазера с круглым волноводом, в свободном пространстве. При этом устойчивая структура поля в свободном пространстве для мод диэлектрического резонатора в терагерцевом диапазоне наблюдается на более

близких расстояниях от торца волновода ($L \geq 2a^2/\lambda$) в отличие от расстояний, предсказываемых известным критерием Рэлея ($L \geq 8a^2/\lambda$) для дальней зоны дифракции [9].

Используя полученные выражения, были изучены поперечные распределения суммарной интенсивности поля $I = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$ и его отдельных компонент исходных резонаторных мод в области минимального размера сфокусированных пучков излучения. Фокусное расстояние линзы выбиралось соответствующим условиям умеренной (числовая апертура $NA \leq 0,7$) и острой ($NA = 1$) фокусировки.

На рис. 5–8 приведены распределения интенсивности сфокусированного поля для четырех мод с различной пространственной поляризацией – симметричных радиально поляризованной

TM_{01q} -, линейно поляризованной EH_{11q} -, азимутально поляризованной TE_{01q} -моды и несимметричной линейно поляризованной $TE_{01q} + EH_{21q}$ -моды.

Сплошные кривые соответствуют умеренной фокусировке излучения линзой радиусом $a_l = 30$ мм с фокусным расстоянием $F = 160$ мм ($NA = 0,19$), пунктирные – острой фокусировке линзой того же радиуса с $F = 30$ мм ($NA = 1$). На рис. 6–7 приведены экспериментальные кривые (точки), полученные при умеренной фокусировке излучения лазера тефлоновой линзой с $F = 160$ мм, установленной на расстоянии 100 см от выходного зеркала лазера. Экспериментальные и расчетные кривые практически совпадают. Некоторое различие обусловлено использованием приемника с пространственным разрешением 0,3 мм и несовершенством используемой линзы.

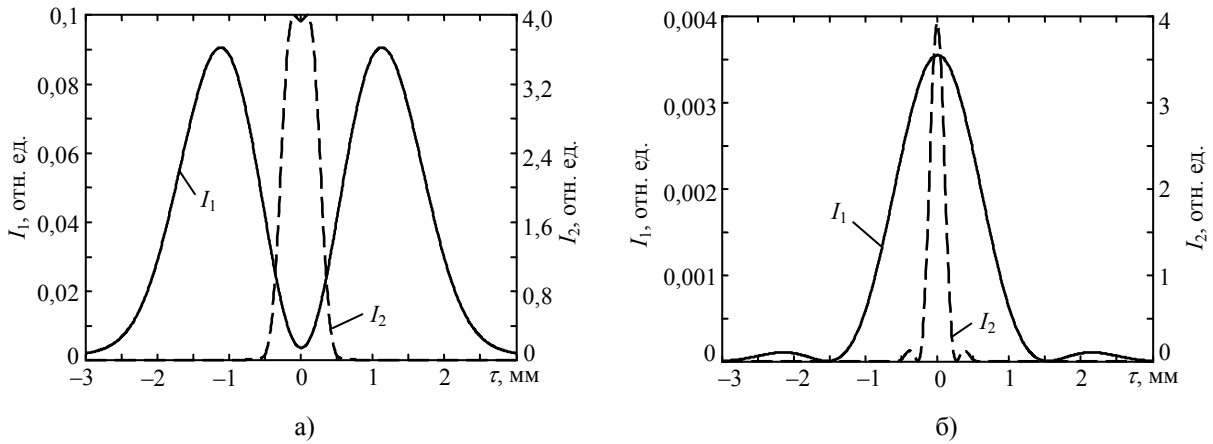


Рис. 5. Расчетные поперечные распределения суммарной интенсивности поля TM_{01q} -моды (а) и интенсивности поля ее продольной компоненты (б) при умеренной I_1 и острой I_2 фокусировке

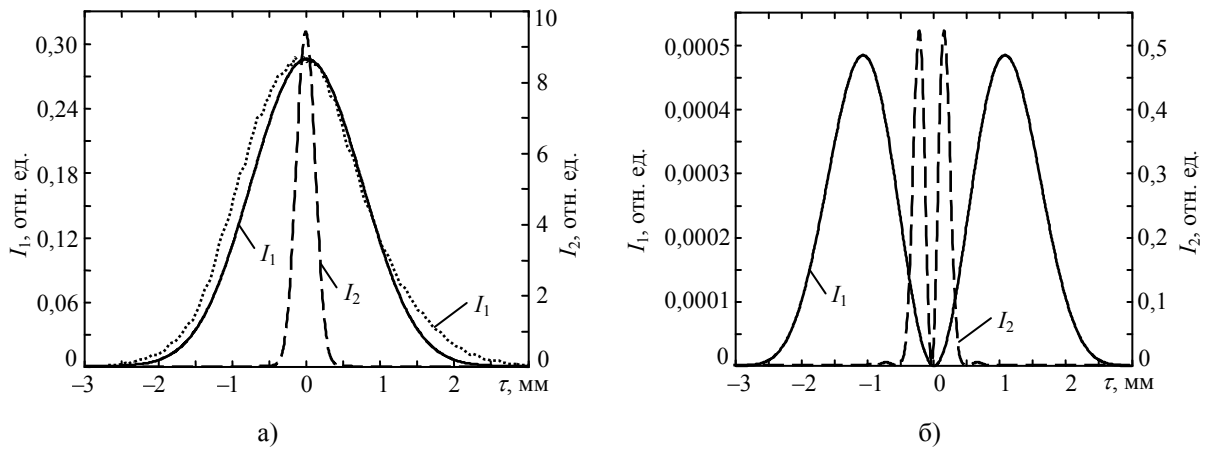


Рис. 6. Поперечные распределения суммарной интенсивности поля EH_{11q} -моды (а) и интенсивности поля ее продольной компоненты в сечении в главных максимумах (б) при умеренной I_1 (сплошная кривая – расчет, точки – эксперимент) и острой I_2 (расчет) фокусировке

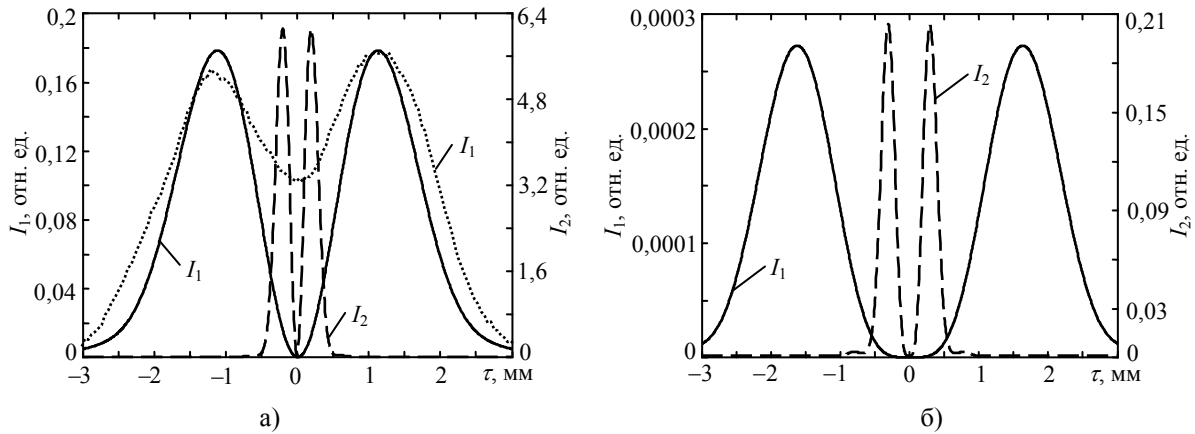


Рис. 7. Поперечные распределения суммарной интенсивности поля $TE_{01q}+EH_{21q}$ -моды (а) и интенсивности поля ее продольной компоненты (б) в сечении в главных максимумах при умеренной I_1 (сплошная кривая – расчет, точки – эксперимент) и острой I_2 (расчет) фокусировке

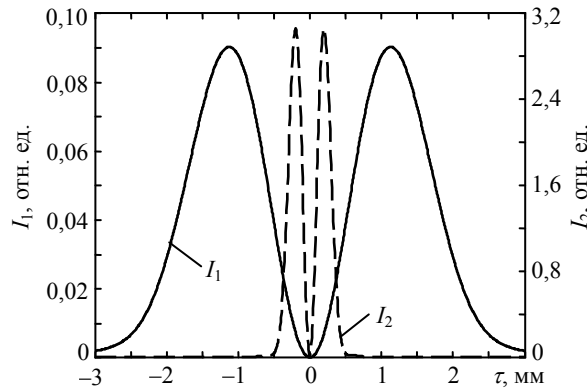


Рис. 8. Расчетные поперечные распределения суммарной интенсивности поля TE_{01q} -моды при умеренной I_1 и острой I_2 фокусировке

Наблюдается несколько характерных особенностей интенсивности продольной компоненты поля, направленной вдоль волнового вектора. Как видно из рис. 5, а, при острой фокусировке в распределении поля радиально поляризованной TM_{01q} -моды наблюдается значительный рост осевой интенсивности, который отсутствует при умеренной фокусировке. Это объясняется тем, что продольная компонента TM_{01q} -моды имеет максимум поля на оси пучка (рис. 5, б). При этом если при $NA = 0,19$ ее величина составляет $\sim 0,004$, то при $NA = 1$ она возрастает до 4. Как видно из рис. 6, б, 7, б, также наблюдается аналогичный существенный (на три порядка) рост интенсивности продольной компоненты поля при переходе от умеренной к острой фокусировке для линейно поляризованных EH_{11q} - и $TE_{01q} + EH_{21q}$ -мод – от $\sim 0,0003 \dots 0,0005$ при $NA = 0,19$ до $0,2 \dots 0,5$ при $NA = 1$. При обоих видах фокусировки распределение интенсивности продольной компоненты поля для TM_{01q} -моды имеет вид функции отсчетов, а для EH_{11q} - и

$TE_{01q} + EH_{21q}$ -мод – несимметричную форму с минимумом в центре. Для азимутально поляризованной TE_{01q} -моды в обоих случаях отсутствует продольная компонента поля. Поперечное распределение суммарной интенсивности поля этой моды в области минимального размера сфокусированных пучков излучения сохраняет кольцеобразный вид (рис. 8).

Выводы. В работе теоретически и экспериментально исследованы физические особенности распространения и умеренной, и острой фокусировки в свободном пространстве пучков излучения, возбуждаемых модами диэлектрического резонатора терагерцевого лазера с круглым волноводом с различной пространственной поляризацией поля.

Проведенное сравнение расходимости резонаторных мод, полученных экспериментально и рассчитанных с применением теории Рэлея-Зоммерфельда, позволяют сделать вывод о том, что полученные аналитические выражения в непараксиальном приближении правильно описывают распространение лазерных пучков, возбуж-

даемых модами диэлектрического резонатора, в различных зонах дифракции. При этом устойчивая структура поля для рассмотренных мод в терагерцевом диапазоне наблюдается на более близких расстояниях от торца волновода, в отличие от расстояний, предсказываемых критерием Рэлея для дальней зоны дифракции.

Показано, что в фокальной области линзы в случае острой фокусировки пучка излучения, возбужденного радиально поляризованной TM_{01q} -модой, наблюдается значительный рост (более чем в 40 раз) его осевой интенсивности, обусловленный существенным возрастанием в этом случае (на три порядка) интенсивности продольной компоненты поля данной моды по сравнению с умеренной фокусировкой. Для линейно поляризованных симметричной EH_{11q} - и несимметричной $TE_{01q} + EH_{21q}$ -мод также наблюдается рост интенсивности продольной компоненты поля, однако абсолютное ее значение на порядок меньше, чем для моды TM_{01q} .

Библиографический список

1. *Новые* технологические волноводные CO_2 -лазеры киловаттного уровня мощности с высоким качеством излучения / В. О. Александров, В. В. Буданов, В. В. Васильцов и др. // Оптический журн. – 2009. – 76, № 5. – С. 8–12.
2. Hill C. A. Carbon dioxide waveguide lasers with folds and tilted mirrors / C. A. Hill, P. E. Jackson, D. R. Hall // Appl. Opt. – 1990. – 29, N 15. – P. 2240–2245.
3. Богомолов Г. Д. Область стабильности основного колебания волноводного квазиоптического резонатора / Г. Д. Богомолов, А. И. Клеев // Радиотехника и электрон. – 1999. – 44, № 3. – С. 276–283.
4. Qiven Zhan. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Zhan Qiven // Advances in optics and photonics. – 2009. – 1, N 1. – P. 1–57.
5. Chen Ziyang. Tight focusing of light beams: effect of polarization, phase, and coherence / Ziyang Chen, Limin Hua, Jixiong Pu // Progress in Optics. – 2012. – 57. – P. 219–260.
6. Luneburg R. K. Mathematical theory of optics / R. K. Luneburg. – Berkeley, University of California Press, 1996. – 448 p.
7. Zhang Y. Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon / Y. Zhang, L. Wang, C. Zheng // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – 22, N 11. – P. 2542–2546.
8. Marcanti E. A. J. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers / E. A. J. Marcanti, R. A. Schmelzter // Bell Syst. Tech. J. – 1964. – 43, N 4. – P. 1783–1809.

9. *Техника* субмиллиметровых волн / Под ред. Р. А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.

Рукопись поступила 07.05.2014.

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

PROPAGATION AND MODE FOCUSING OF DIELECTRIC RESONATOR OF TERAHERTZ LASER

Cylindrical vector beams have many applications, including the acceleration of electrons, material processing, a high-resolution metrology, microellipsometry and spectroscopy. The results of studies of their propagation and focusing features in the terahertz range are practically absent. Theoretically on the basis of the vector theory of Rayleigh-Sommerfeld and experimentally using the radiation of the terahertz waveguide laser ($\lambda = 0.4326$ mm) the study of the physical characteristics of propagation in free space of moderate and sharp focusing of radiation laser beams is conducted. These beams are excited by the modes of the dielectric resonator with circular waveguide with the different spatial polarization of the field. The obtained results are expanding the knowledge of the features of propagation in different zones of diffraction and focusing of laser beams of terahertz range.

Key words: propagation, focusing, terahertz laser, dielectric resonator, modes.

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

ПОШИРЕННЯ І ФОКУСУВАННЯ МОД ДІЕЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРА

Циліндричні векторні пучки мають безліч застосувань, у тому числі прискорення електронів, обробку матеріалів, метрологію високого розділення, мікроеліпсометрію і спектроскопію. Результати досліджень особливостей їх поширення і фокусування в терагерцевому діапазоні практично відсутні. Теоретично на основі векторної теорії Релея-Зоммерфельда й експериментально з використанням випромінювання хвилевідного терагерцевого лазера ($\lambda = 0,4326$ мм) проведено дослідження фізичних особливостей поширення у вільному просторі та помірного й гострого фокусування лазерних пучків випромінювання, які збуджуються модами діелектричного резонатора з круглим хвилевідом із різною просторовою поляризацією поля. Отримані результати розширюють знання про особливості поширення в різних зонах дифракції та фокусування лазерних пучків терагерцевого діапазону.

Ключові слова: поширення, фокусування, терагерцевий лазер, діелектричний резонатор, моди.