

**С.А. Власенко, А.В. Дегтярев, Н.Н. Дубинин, В.А. Маслов**

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

4, пл. Свободы, 61022, Харьков, Украина

E-mail: a.v.degtyarev@karazin.ua

## **Пространственно-энергетические характеристики сфокусированных мод металлического резонатора терагерцевого лазера**

***Предмет и цель работы.** Теоретически исследованы пространственно-энергетические характеристики лазерных пучков с неоднородной пространственной поляризацией при их умеренной и острой фокусировке. При численном моделировании фокусировки волновых лазерных пучков в терагерцевом (ТГц) диапазоне в качестве исследуемого излучения использованы моды лазерного резонатора на основе круглого металлического волновода. Данные моды совпадают с собственными типами колебаний такого волновода. Для расчета были выбраны симметричные и несимметричные моды с азимутальной, радиальной и сложной пространственной поляризацией поля.*

***Методы и методология работы.** При исследовании распространения компонент электрического поля лазерного излучения в свободном пространстве были использованы интегралы Рэлея–Зоммерфельда в непараксиальном приближении. Влияние фокусирующей линзы на исследуемое излучение учитывалось при помощи функции амплитудно-фазовой коррекции. Изучались поперечные распределения суммарной интенсивности поля и ее отдельных компонент исследуемых резонаторных мод в области минимального размера фокального пятна сфокусированных пучков излучения.*

***Результаты работы.** Волновые пучки с неоднородной пространственной поляризацией излучения необходимы для решения важных фундаментальных и прикладных задач, связанных с взаимодействием электромагнитных волн ТГц-диапазона с веществом – диагностики поверхности материалов, тонких пленок, биологических объектов, ТГц-систем передачи и обработки информации, достижения субволнового разрешения в ТГц-томографии, в ТГц-системах связи и т. д. Результаты исследований особенностей их фокусировки в ТГц-диапазоне практически отсутствуют. Теоретически исследованы физические особенности умеренной и острой фокусировок лазерных пучков излучения, возбуждаемых модами резонатора с круглым металлическим волноводом и различной пространственной поляризацией поля. Полученные результаты расширяют знания об особенностях фокусировки лазерных пучков ТГц-диапазона.*

***Заключение.** Установлены физические особенности пространственно-энергетических характеристик при умеренной и острой фокусировке в свободном пространстве пучков излучения с разной пространственной поляризацией поля, возбуждаемых модами резонатора лазера на основе круглого металлического волновода в ТГц-диапазоне. Ил. 10. Библиогр.: 13 назв.*

***Ключевые слова:** поляризация, фокусировка, терагерцевый лазер, металлический резонатор, моды.*

Одним из новых направлений в радиофизике является создание лазерных пучков, которые имеют неоднородную пространственную поляризацию излучения. Поляризованное двумерное когерентное световое излучение представляет в каждой точке пространства информативное поле «изображение». Возможность

применения векторных пучков с различной пространственной поляризацией поля вызывает в последнее время у ученых большой интерес [1, 2]. При линейной поляризации продуктивность и качество обработки материалов зависят от направления поляризации. При круговой поляризации такой зависимости нет.

В настоящее время интерес исследователей вызывают моды с радиальным и азимутальным направлениями поляризации. В ряде работ показано, что такие пучки имеют большой потенциал при разработке новых оптомагнитных устройств, могут улучшить форму фокального пятна, уменьшить фокусное расстояние, а также обеспечить большую глубину фокусировки [3–6].

В оптическом диапазоне радиально поляризованные лазерные пучки могут применяться для резки металлов, изготовления фотонных кристаллов, ускорения частиц, в ближнепольной микроскопии, при поверхностном плазмон-поляритонном возбуждении и захвате частиц.

Лазерные пучки с азимутальной поляризацией могут быть использованы в сверлении и сварке поверхностей, для управления движением атомов, возбуждения кольцевых резонаторов метаматериалов. В последние годы значительный интерес вызывает исследование особенностей фокусировки пучков излучения терагерцевого диапазона с неоднородной пространственной поляризацией [7, 8]. Их можно использовать для диагностики поверхности материалов, тонких пленок, биологических объектов, достижения субволнового разрешения в терагерцевой (ТГц) томографии, в системах передачи и обработки информации и системах связи, в обработке изображений и литографии.

В работах [9, 10] авторы исследовали особенности фокусировки пучков излучения, возбужденных модами резонатора ТГц-лазера на основе круглого полого диэлектрического волновода.

Целью работы является изучение особенностей структуры поля лазерных пучков излучения, возбуждаемых модами резонатора ТГц-лазера на основе круглого металлического волновода в области их фокусировки при различных видах пространственной поляризации таких мод.

**1. Теоретические соотношения.** Распространение в свободном пространстве лазерного излучения вдоль оси  $Oz$  описывается интегралами Рэлея–Зоммерфельда в непараксиальном приближении [11]. Эти выражения в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^3} e^{ik\xi} \times \\ &\times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[ E_r(r, \phi + \theta, 0) \cos \phi - \right. \\ &\quad \left. - E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \sin \phi \right] \times \\ &\times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos \phi) r dr d\phi, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^2} e^{ik\xi} \times \\ &\times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[ E_r(r, \phi + \theta, 0) \sin \phi + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \cos \phi \right] \times \\ &\times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos \phi) r dr d\phi, \\ E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{ik}{2\pi\xi^2} e^{ik\xi} \times \\ &\times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[ E_r(r, \phi + \theta, 0)(r - \rho \cos \phi) + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi(r, \phi + \theta, 0)\rho \sin \phi \right] \times \\ &\times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos \phi) r dr d\phi, \end{aligned} \right.$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число;  $\lambda$  – длина волны;  $\rho, \theta, z$  – цилиндрические координаты в области задания исходного поля;  $\xi = \sqrt{z^2 + \rho^2}$ ,  $\gamma = k\rho / \xi$ .

Моды исследуемого лазерного резонатора совпадают с модами круглого металлического волновода. В связи с этим зададим в начальной

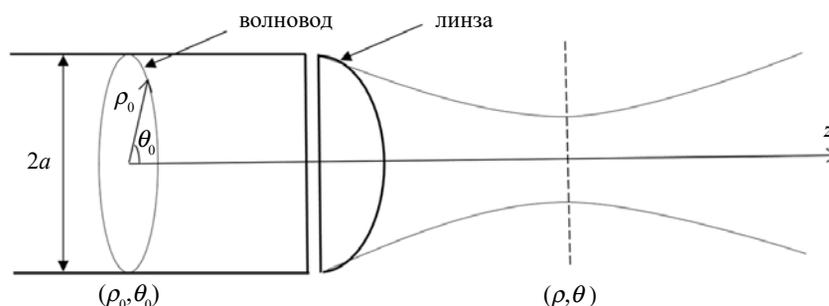


Рис. 1. Теоретическая схема расчетной модели

плоскости (на выходном зеркале лазера) излучение в виде симметричных  $TE_{0n}$ -,  $TM_{0n}$ - и несимметричных  $TE_{1n}$ -,  $TM_{1n}$ - мод круглого металлического волновода радиусом  $a$  (рис. 1, см. с. 69). Нормированные компоненты электромагнитного поля этих мод в плоскости источника  $z = 0$  имеют вид [12]:

$$\begin{cases} \bar{E}_r^{TE_{mn}}(r, \phi) = \pm \bar{r}_0 A_{mn} \frac{m}{r} J_m \left( \chi'_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{Bmatrix}, \\ \bar{E}_\phi^{TE_{mn}}(r, \phi) = \bar{\phi}_0 A_{mn} \frac{\chi'_{mn}}{a} J_m' \left( \chi'_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix}, \\ \bar{E}_r^{TM_{mn}}(r, \phi) = -\bar{r}_0 B_{mn} \frac{1}{a} J_m' \left( \chi_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix}, \\ \bar{E}_\phi^{TM_{mn}}(r, \phi) = \pm \bar{\phi}_0 B_{mn} \frac{m}{\chi'_{mn} r} J_m \left( \chi_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \sin m\phi \\ \cos m\phi \end{Bmatrix}, \end{cases}$$

где  $m$  и  $n$  – целочисленные азимутальные и радиальные индексы волн соответственно;

$$A_{mn} = \frac{1}{J_m(\chi'_{mn})} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\pi(\chi_{mn}^2 - m^2)}},$$

$$B_{1n} = \frac{1}{J_{m+1}(\chi_{mn})} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\pi}} - \text{нормирующие множители; } J_m - \text{ функция Бесселя первого рода } m\text{-го порядка; } \chi'_{mn} - n\text{-й корень уравнения } J_m'(\chi'_{mn})=0; \chi_{mn} - n\text{-й корень уравнения } J_m(\chi_{mn})=0; \varepsilon_m = \begin{cases} 1, m=0, \\ 2, m \neq 0. \end{cases}$$

Пусть в начальной плоскости задано излучение в виде симметричных  $TE_{0n}$ -,  $TM_{0n}$ - и несимметричных  $TE_{1n}$ -,  $TM_{1n}$ - мод круглого металлического волновода радиусом  $a$ . На выходе данного волновода находится линза, которая имеет радиус  $\alpha_l$ . Опишем эту линзу, используя функцию фазовой коррекции  $Ph(r) = \exp\left(\frac{-i\pi r^2}{\lambda F}\right)$ , где  $F$  – фокусное расстояние линзы. Используя интегральные преобразования Рэлея–Зоммерфельда (1) и известный табличный интеграл

$$\int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \cos(m\phi) \\ \sin(m\phi) \end{Bmatrix} \exp[-ix \cos(\phi - \theta)] d\phi = 2\pi(-i)^m J_m(x) \begin{Bmatrix} \cos(m\theta) \\ \sin(m\theta) \end{Bmatrix},$$

найдем компоненты поля данных мод в свободном пространстве на расстоянии  $z$  от линзы.

Компоненты поля для азимутально поляризованной симметричной  $TE_{01}$ -моды:

$$\begin{cases} E_r(\rho, \theta, z) = 0, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) = -\frac{kz}{\xi^2} e^{ik\xi} A_{01} \cos\theta \frac{\chi_{01}}{a} \times \\ \times \int_0^a J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a}\right) J_1(\gamma r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_z(\rho, \theta, z) = 0. \end{cases}$$

Компоненты поля для радиально поляризованной симметричной  $TM_{01}$ -моды:

$$\begin{cases} E_r(\rho, \theta, z) = \frac{kz}{\xi^2} e^{ik\xi} B_{01} \cos\theta \times \\ \times \int_0^a \frac{1}{a} J_1'\left(\chi_{01} \frac{r}{a}\right) J_1(\gamma r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) = 0, \\ E_z(\rho, \theta, z) = -\frac{ik}{\xi^2} e^{ik\xi} B_{01} \cos\theta \frac{1}{a} \times \\ \times \int_0^a J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a}\right) \left[ J_0(\gamma r) r - \right. \\ \left. - i\rho J_1(\gamma r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr. \end{cases}$$

Компоненты поля для несимметричной  $TE_{11}$ -моды имеют вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho, \theta, z) = \frac{ikz}{\xi^2} e^{ik\xi} A_{11} \sin\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ \frac{1}{r} J_1\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) J_1'(\gamma r) + \right. \\ \left. + \frac{\chi'_{11}}{a} \times J_1'\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) = -\frac{ikz}{\xi^2} e^{ik\xi} A_{11} \cos\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ \frac{1}{r} J_1\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} + \right. \\ \left. + \frac{\chi'_{11}}{a} J_1'\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) J_1'(\gamma r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_z(\rho, \theta, z) = -\frac{ik}{\xi^2} e^{ik\xi} A_{11} \sin\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ iJ_1\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) J_0(\gamma r) + \frac{\rho}{r} J_1\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) \times \right. \\ \left. \times J_1'(\gamma r) + \frac{\chi'_{11}\rho}{a} J_1'\left(\chi'_{11} \frac{r}{a}\right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr. \end{cases}$$

Компоненты поля для несимметричной  $TM_{11}$ -моды имеют вид:

$$\begin{cases} E_r(\rho, \theta, z) = \frac{ikz}{\xi^2} e^{ik\xi} B_{11} \cos\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ \frac{1}{a} J_1' \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) J_1'(\gamma r) + \frac{1}{\chi_{11} r} J_1 \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) = -\frac{ikz}{\xi^2} e^{ik\xi} B_{11} \sin\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ \frac{1}{a} J_1' \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} + \frac{1}{\chi_{11} r} J_1 \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) J_1'(\gamma r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr, \\ E_z(\rho, \theta, z) = \frac{ik}{\xi^2} e^{ik\xi} B_{11} \cos\theta \times \\ \times \int_0^a \left[ i \frac{r}{a} J_1' \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) J_0(\gamma r) + \frac{\rho}{a} J_1' \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) \times \right. \\ \left. \times J_1'(\gamma r) + \frac{\rho}{\chi_{11} r} J_1 \left( \chi_{11} \frac{r}{a} \right) \frac{J_1(\gamma r)}{\gamma r} \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) Ph(r) r dr. \end{cases}$$

**2. Результаты и их обсуждение.** С помощью полученных выражений были изучены поперечные распределения суммарной интенсивности поля

$$I(\rho, \theta, z) = |E_r(\rho, \theta, z)|^2 + |E_\phi(\rho, \theta, z)|^2 + |E_z(\rho, \theta, z)|^2$$

и отдельных компонент исследуемых резонаторных мод в области минимального размера фокального пятна сфокусированных пучков излучения. Фокусное расстояние линзы  $F$  выбиралось соответствующим условиям умеренной фокусировки (числовая апертура линзы  $NA = a_1 / F = 0,2$ ,  $a_1$  – радиус линзы) и острой фокусировки ( $NA = 0,7$ ). Длина волны излучения была выбрана в средней части терагерцевого диапазона  $\lambda = 0,4326$  мм (линия генерации лазера с оптической накачкой на молекуле НСООН). Диаметр волновода составлял  $2a = 20$  мм. Расчеты проводились при  $\theta = \pi / 2$ .

На рис. 2–4 приведены распределения интенсивности поля для мод с различной пространственной поляризацией резонатора ТГц-лазера с круглым металлическим волноводом (симметричной азимутально поляризованной  $TE_{01}$ - и радиально поляризованной  $TM_{01}$ -мод) при умеренной и острой фокусировках.

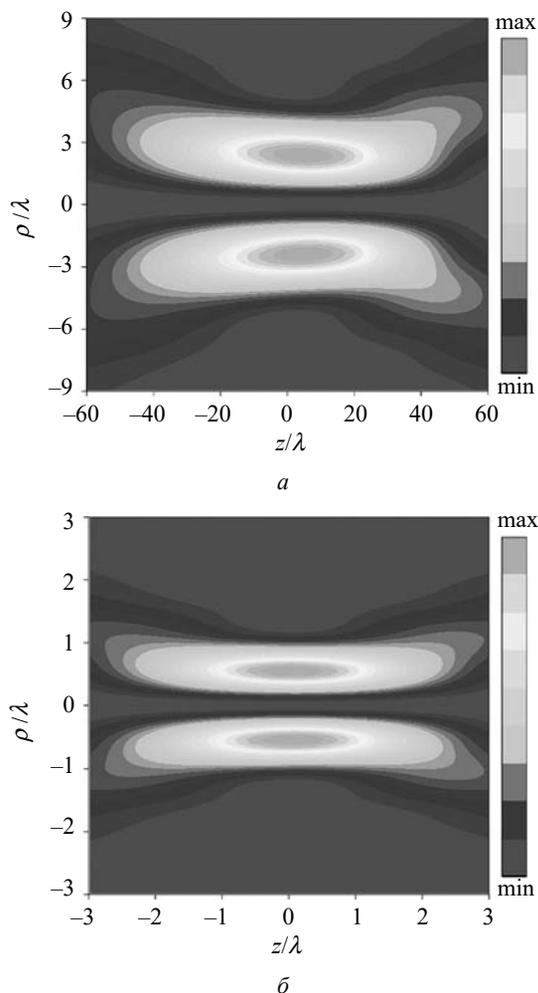


Рис. 2. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля  $TE_{01}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

Отметим некоторые характерные особенности полученных распределений интенсивности. Поперечное распределение суммарной интенсивности поля азимутально поляризованной  $TE_{01}$ -моды металлического резонатора в области минимального размера сфокусированных пучков излучения сохраняет кольцеобразный вид (рис. 2) как при умеренной, так и при острой фокусировке. Эти результаты совпадают с результатами, полученными для моды  $TE_{01}$  лазерного резонатора на основе круглого полого диэлектрического волновода [8]. Кроме того, суммарная интенсивность определяется только одной поперечной компонентой.

Для радиально поляризованной  $TM_{01}$ -моды при острой фокусировке в поперечном распределении поля наблюдается значительный рост осевой интенсивности (рис. 3, б),

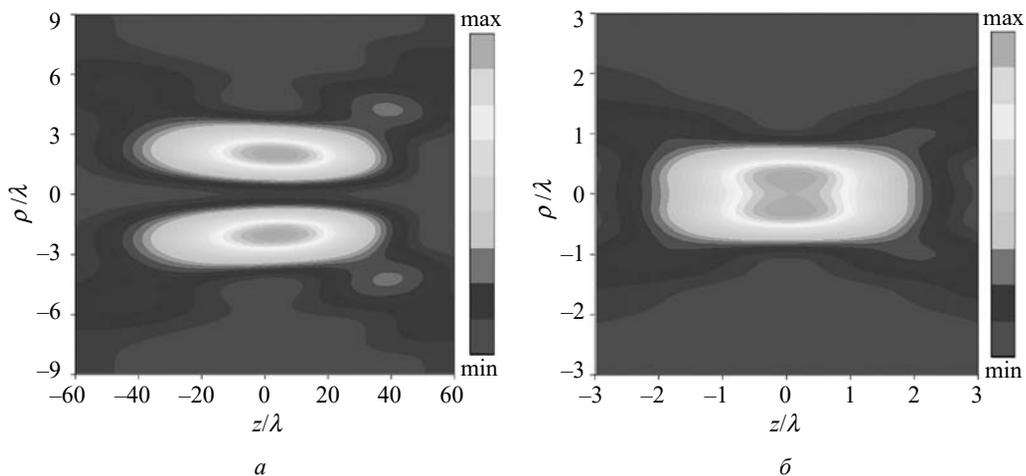


Рис. 3. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля  $TM_{01}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

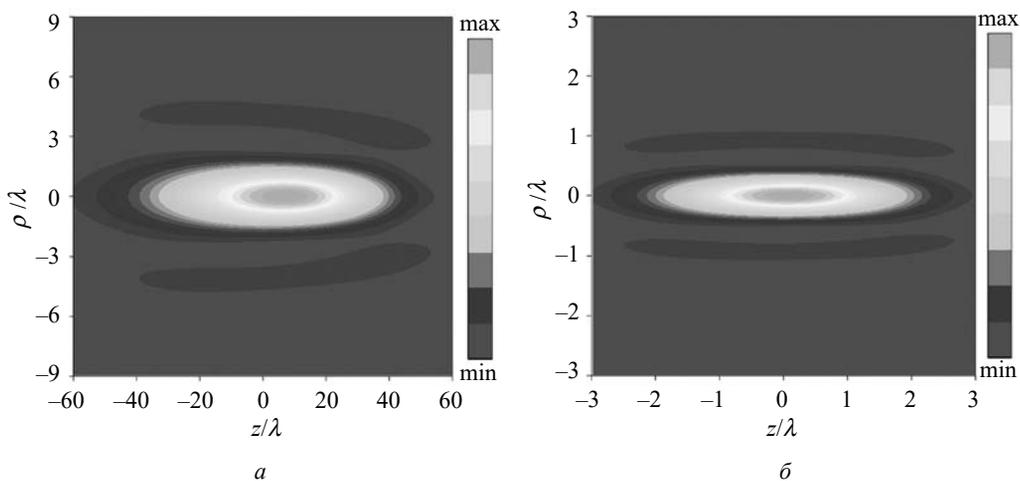


Рис. 4. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля  $TM_{01}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

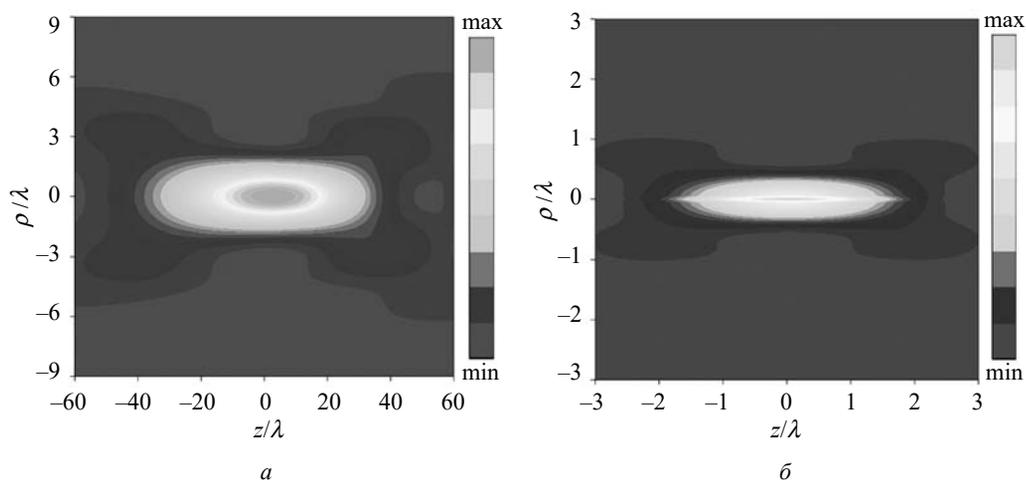


Рис. 5. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля  $TE_{11}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

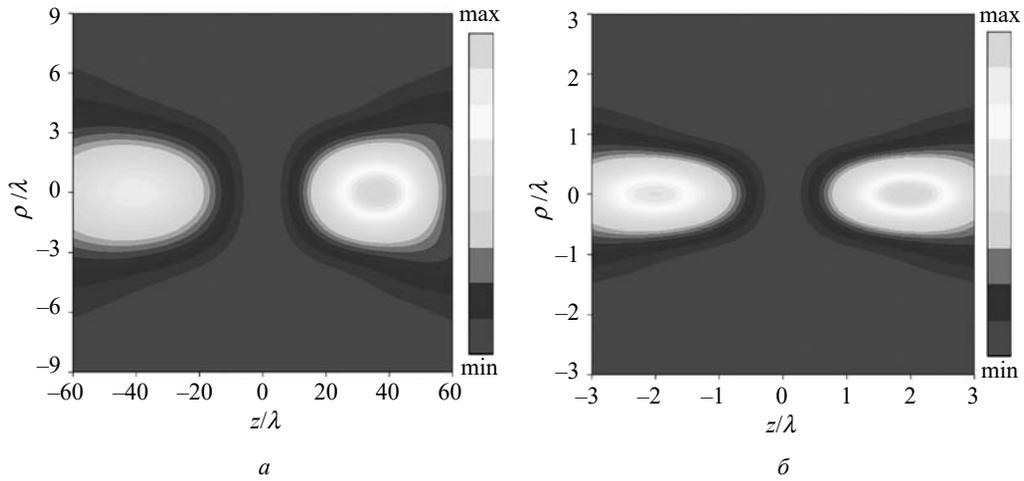


Рис. 6. Расчетные распределения суммарной интенсивности поля  $TM_{11}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

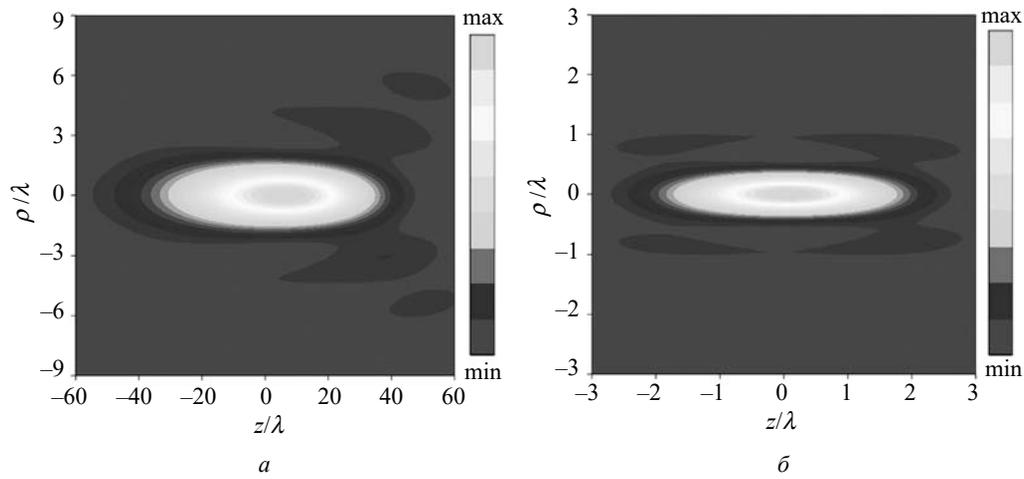


Рис. 7. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля  $TE_{11}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках

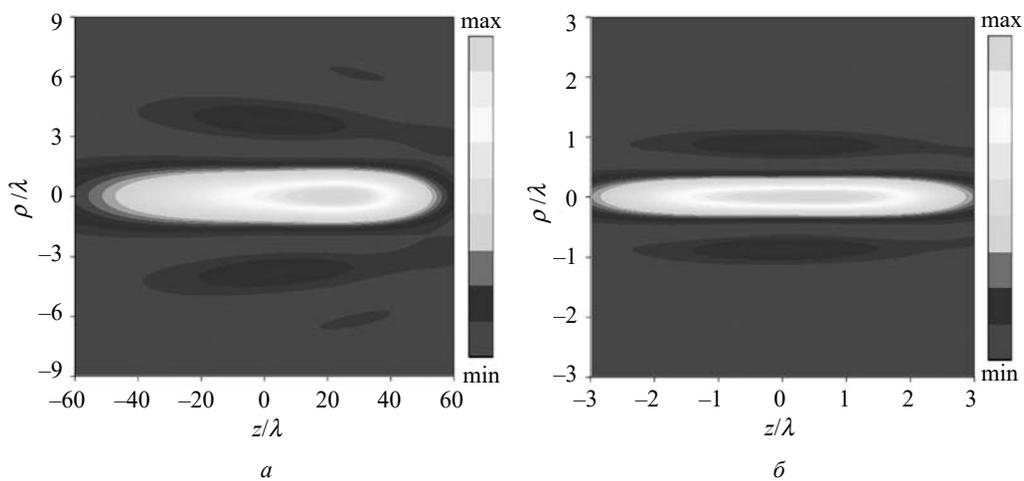
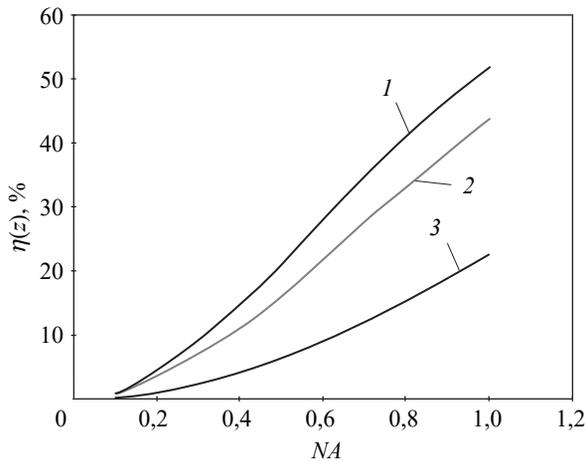
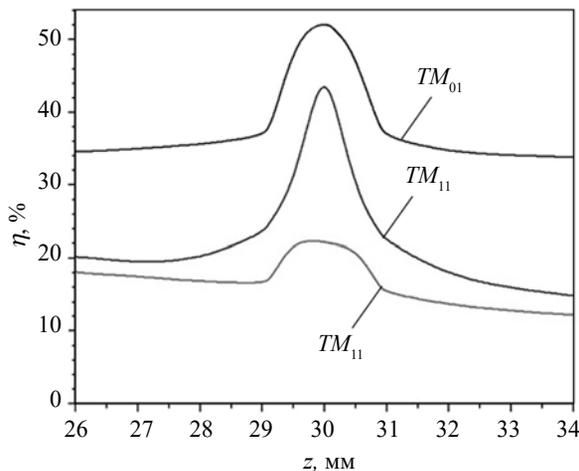


Рис. 8. Расчетные распределения интенсивности продольной компоненты поля  $TM_{11}$ -моды при умеренной (а) и острой (б) фокусировках



**Рис. 9.** Графики зависимости относительного вклада продольных компонент поля  $TM_{01}$ - (1),  $TM_{11}$ - (2) и  $TE_{11}$ - (3) мод в их суммарную интенсивность при различных значениях числовой апертуры линзы



**Рис. 10.** Графики зависимости относительного вклада продольных компонент поля  $TM_{01}$ - ,  $TM_{11}$ - и  $TE_{11}$ -мод в их суммарную интенсивность при острой фокусировке в фокальной области линзы

который отсутствует при умеренной фокусировке (рис. 3, а). Это объясняется тем, что продольная компонента  $TM_{01}$ -моды имеет максимум поля на оси пучка (рис. 4).

На рис. 5–8 продемонстрировано распределение суммарной интенсивности поля и его продольной компоненты для несимметричных  $TE_{11}$ - и  $TM_{11}$ -мод. Поперечное распределение суммарной интенсивности поля для  $TE_{11}$ -моды (рис. 5) имеет максимум на оси пучка при обоих видах фокусировки. На рис. 7 видно, что продольная компонента данной моды также имеет рост осевой интенсивности. Что же касается  $TM_{11}$ -моды, то в области минимального разме-

ра сфокусированных пучков излучения ее поперечное распределение суммарной интенсивности поля имеет провал как при острой, так и при умеренной фокусировке (рис. 6). Также можно наблюдать, что боковые лепестки поля данной моды имеют разную интенсивность. Этот факт объясняется смещением максимума поля у продольной компоненты  $TM_{11}$ -моды при обоих видах фокусировки (рис. 8).

Для изучения влияния числовой апертуры линзы на относительный вклад продольной компоненты поля в суммарную интенсивность мод был проведен расчет при различных значениях параметра  $NA$  в фокальной области линзы ( $z = F$ ) по выражению [13]:

$$\eta(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_z(\rho, \theta, z)|^2 \rho d\rho d\theta \times \left( \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_r(\rho, \theta, z)|^2 \rho d\rho d\theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_\phi(\rho, \theta, z)|^2 \rho d\rho d\theta + \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_z(\rho, \theta, z)|^2 \rho d\rho d\theta \right)^{-1}$$

Результаты расчета приведены на рис. 9. Видно, что при увеличении числовой апертуры возрастает вклад продольной компоненты поля для моды  $TM_{01}$  – до 52 %,  $TE_{11}$  – до 22 %,  $TM_{11}$  – примерно до 44 %. Далее был рассчитан вклад продольной компоненты в зависимости от расстояния  $z$ . Результаты расчета приведены на рис. 10. Видно, что возрастание  $\eta$  наблюдается в небольшой локальной области около фокусного расстояния линзы.

**Выводы.** В работе теоретически, с применением теории Рэлея–Зоммерфельда, исследованы пространственно-энергетические характеристики при умеренной и острой фокусировках в свободном пространстве пучков излучения с различной пространственной поляризацией поля, возбуждаемых модами резонатора ТГц-лазера на основе круглого металлического волновода.

Показано, что в фокальной области линзы в случае острой фокусировки пучка излучения, возбужденного радиально поляризованной мо-

дой, наблюдается значительный рост его осевой интенсивности, обусловленный существенным возрастанием в этом случае интенсивности продольной компоненты поля данной моды.

Для несимметрично поляризованных мод также наблюдается рост интенсивности продольной компоненты поля, однако абсолютное ее значение меньше, чем для моды  $TM_{01}$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Xiaoqiang Z., Ruishan C., Anting W. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.* 2018. Vol. 414. P. 10–15. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.12.076>.
2. Khonina S.N., Ustinov A.V. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.* 2018. Vol. 426. P. 359–365. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.05.070>.
3. Fu J., Yu X., Wang Y., Chen P. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Appl. Phys. B*. 2018. Vol. 124, Iss. 1. 11(4 p.). DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6886-5>.
4. Kozawa Y., Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *JOSA A*. 2007. Vol. 24, Iss. 6. P. 1793–1798. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.24.001793>.
5. Zhan Q., Leger J. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Opt. Express*. 2002. Vol. 10, Iss. 7. P. 324–331. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.10.000324>.
6. Chen Z., Hua L., Pu J. Tight focusing of light beams: effect of polarization, phase, and coherence. *Prog. Optics*. 2012. Vol. 57. P. 219–260. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-44-459422-8.00004-7>.
7. Zang Z., Mao C., Guo X., You G., Yang H., Chen L., Zhu Y., Zhuang S. Polarization-controlled terahertz super-focusing. *Appl. Phys. Lett.* 2018. Vol. 113, Iss. 7. P. 071102(4 p.). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5039539>.
8. Ruan D., Li Z., Du L., Zhou X., Zhu L., Lin C., Yang M., Chen G., Yuan W., Liang G., Wen Z. Realizing a terahertz far-field sub-diffraction optical needle with sub-wavelength concentric ring structure array. *Appl. Opt.* 2018. Vol. 57, N 27. P. 7905–7909. DOI: <https://doi.org/10.1364/AO.57.007905>.
9. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A. Propagation and focusing of modes of dielectric resonators of terahertz range lasers. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2015. Vol. 74, N 7. P. 629–640. DOI: <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v74.i7.60>.
10. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A., Senyuta V.S., Svich V.S., Topkov A.N. Propagation and focusing of modes of the dielectric resonator of terahertz laser. *2014 Int. Conf. «Laser Optics»* (St. Petersburg, Russia, 30 June–4 July 2014). 2014. DOI: <https://doi.org/10.1109/LO.2014.6886325>.
11. Kotlyar V.V., Kovalev A.A. Nonparaxial propagation of a Gaussian optical vortex with initial radial polarization. *J. Opt. Soc.* 2010. Vol. 27, N 3. P. 372–380. DOI: [10.1364/JOSAA.27.000372](https://doi.org/10.1364/JOSAA.27.000372).
12. Volodenko A.V., Gurin O.V., Degtyarev A.V., Maslov V.A., Senyuta V.S., Svich V.S., Topkov A.N. Radiation characteristics of the metal waveguide resonator with a inclined mirror. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2013. Vol. 72, N 14. P. 1349–1359. DOI: <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v72.i14.70>.
13. Gurin O.V., Degtyarev A.V., Dubinin M.M., Maslov V.A., Muntean K.I., Ryabykh V.N. Focusing of Modes for Metallic Resonator of a Terahertz Laser with Nonuniform Spatial Polarization. *IEEE 17<sup>th</sup> Int. Conf. «Mathematical Methods in Electromagnetic Theory»* (MMET-2018) (Kyiv, Ukraine 2–5 July 2018), 2018. P. 226–229. DOI: <https://doi.org/10.1109/MMET.2018.8460368>.

Стаття надійшла 06.12.2018

#### REFERENCES

1. Xiaoqiang Z., Ruishan C., Anting W., 2018. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.*, **414**, pp. 10–15. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.12.076>.
2. Khonina, S.N., Ustinov, A.V., 2018. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams. *Opt. Commun.*, **426**, pp. 359–365. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.05.070>.
3. Fu, J., Yu, X., Wang, Y., Chen, P., 2018. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Applied Physics B*, **124**(1), 11(4 pp.). DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6886-5>.
4. Kozawa, Y., Sato, S., 2007. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *JOSA A*, **24**(6), pp. 1793–1798. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.24.001793>.
5. Zhan, Q., Leger, J., 2002. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Opt. Express*, **10**(7), pp. 324–331. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.10.000324>.
6. Chen, Z., Hua, L., Pu, J., 2012. Tight focusing of light beams: effect of polarization, phase, and coherence. *Prog. Optics*, **57**, pp. 219–260. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-44-459422-8.00004-7>.
7. Zang, Z., Mao, C., Guo, X., You, G., Yang, H., Chen, L., Zhu, Y., Zhuang, S., 2018. Polarization-controlled terahertz super-focusing. *Appl. Phys. Lett.*, **113**(7), 071102(4 pp.). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5039539>.
8. Ruan, D., Li, Z., Du, L., Zhou, X., Zhu, L., Lin, C., Yang, M., Chen, G., Yuan, W., Liang, G., Wen, Z., 2018. Realizing a terahertz far-field sub-diffraction optical needle with sub-wavelength concentric ring structure array. *Appl. Opt.*, **57**(27), pp. 7905–7909. DOI: <https://doi.org/10.1364/AO.57.007905>.

9. Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Maslov, V.A., 2015. Propagation and focusing of modes of dielectric resonators of terahertz range lasers. *Telecommunications and Radio Engineering*, **74**(7), pp. 629–640. DOI: <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v74.i7.60>
10. Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Maslov, V.A., Senyuta, V.S., Svich, V.S., Topkov, A.N., 2014. Propagation and focusing of modes of the dielectric resonator of terahertz laser. In: *2014 Int. Conf. «Laser Optics»*. St. Petersburg, Russia, 30 June – 4 July 2014. DOI: <https://doi.org/10.1109/LO.2014.6886325>.
11. Kotlyar, V.V., Kovalev, A.A., 2010. Nonparaxial propagation of a Gaussian optical vortex with initial radial polarization. *J. Opt. Soc.*, **27**(3), pp. 372–380. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.27.000372>.
12. Volodenko, A.V., Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Maslov, V.A., Senyuta, V.S., Svich, V.S., Topkov, A.N., 2013. Radiation characteristics of the metal waveguide resonator with a inclined mirror. *Telecommunications and Radio Engineering*, **72**(14), pp. 3149–3159. DOI: <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v72.i14.70>.
13. Gurin, O.V., Degtyarev, A.V., Dubinin, M.M., Maslov, V.A., Muntean, K.I., Ryabykh, V.N., 2018. Focusing of Modes for Metallic Resonator of a Terahertz Laser with Nonuniform Spatial Polarization. In: *IEEE 22<sup>nd</sup> Int. Conf. «Mathematical Methods in Electromagnetic Theory» (MMET-2018)*. Kyiv, Ukraine, 2–5 July 2018. DOI: <https://doi.org/10.1109/MMET.2018.8460368>.

Received 06.12.2018

S.A. Vlasenko, A.V. Degtyarev, M.M. Dubinin, V.A. Maslov

V.N. Karazin Kharkiv National University  
4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

#### SPATIAL-ENERGY CHARACTERISTICS OF FOCUSED MODES OF A METAL TERAHERTZ LASER RESONATOR

**Subject and purpose.** In this paper, the spatial-energy characteristics of laser beams with inhomogeneous spatial polarization with their moderate and sharp focusing are theoretically investigated. In the numerical simulation of focusing of wave laser beams in the terahertz range, laser resonator modes based on a circular metal waveguide were used as the radiation under study. These modes coincide with the proper types of oscillations of such a waveguide. For the calculation, we selected symmetric and asymmetric modes with azimuthal, radial, and complex spatial polarization of the field.

**Methods and methodology.** In the study of the propagation of the components of the electric field of laser radiation in free space, Rayleigh-Sommerfeld integrals were used in the nonparaxial approximation. The effect of the focusing lens on the radiation under study was taken into account using the function of amplitude-phase correction. The transverse distributions of the total field intensity and its individual components of the studied resonant modes in the region of the minimum size of the focal spot of focused radiation beams were studied.

**Results.** Wave beams with inhomogeneous spatial polarization of radiation are necessary for solving important fundamental and applied problems. These tasks are associated with the interaction of electromagnetic waves of the terahertz range with matter. For example, diagnostics of the surface of materials, thin films, biological objects, THz transmission systems and information processing, the achievement of subwave resolution THz tomography, terahertz communication systems, etc. The results of studies of focusing features in the terahertz range are practically absent. A theoretical study was made of the physical features of moderate and sharp focusing of laser beams of radiation excited by the modes of a resonator with a circular metal waveguide with different spatial polarization of the field. The results obtained extend knowledge of the focusing features of terahertz laser beams.

**Conclusions.** The physical features of the spatial-energy characteristics are established with moderate and sharp focusing in free space of radiation beams with different spatial polarization of the field. These beams were excited by laser resonator modes based on a circular metal waveguide in the terahertz range.

**Key words:** polarization, focusing, terahertz laser, metal resonator, modes.

С.А. Власенко, А.В. Дегтярьов, М.М. Дубінін, В.А. Маслов

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
4, м. Свободи, Харків, 61077, Україна

#### ПРОСТОРОВО-ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СФОКУСОВАНИХ МОД МЕТАЛЕВОГО РЕЗОНАТОРА ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРА

**Предмет і мета роботи.** Теоретично досліджено просторово-енергетичні характеристики лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією при їх помірному і гострому фокусуванні. Для чисельного моделювання фокусування хвильових лазерних пучків у терагерцовому (ТГц) діапазоні в якості досліджуваного випромінювання використані моди лазерного резонатора на основі круглого металевго хвилеводу. Дані моди збігаються з власними типами коливань такого хвилеводу. Для розрахунку були обрані симетричні та несиметричні моди з азимутальною, радіальною і складною просторовою поляризацією поля.

**Методи та методологія роботи.** Для дослідження поширення компонент електричного поля лазерного випромінювання у вільному просторі були використані інтеграли Релея–Зоммерфельда в непараксіальному наближенні. Вплив фокусної лінзи на досліджуване випромінювання враховувався за допомогою функції амплітудно-фазової корекції. Вивчалися поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля і її окремих компонент досліджуваних резонаторних мод в області мінімального розміру фокальної плями сфокусованих пучків випромінювання.

**Результати роботи.** Хвильові пучки з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання необхідні для вирішення важливих фундаментальних і прикладних задач, пов'язаних із взаємодією електромагнітних хвиль ТГц-діапазону з речовиною – діагностики поверхні матеріалів, тонких плівок, біологічних об'єктів, ТГц-систем передавання та оброблення інформації, досягнення субхвильового розрізнення ТГц-томографії, у ТГц-системах зв'язку та ін. Результати досліджень особливостей їх фокусування в ТГц-діапазоні практично відсутні. Теоретично досліджено фізичні особливості помірних і гострих фокусувань лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами резонатора з круглим металевим хвилеводом і різною просторовою поляризацією поля. Отримані результати розширюють знання про особливості фокусування лазерних пучків ТГц-діапазону.

**Висновки.** Встановлено фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик при помірному і гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, збуджуваних модами резонатора лазера на основі круглого металевого хвилеводу в ТГц-діапазоні.

**Ключові слова:** *поляризація, фокусування, терагерцовий лазер, металевий резонатор, моди.*