

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06>

УДК 537.876.23:537.877

**О. В. ГУРІН**, н.с.

e-mail: [oleg.v.gurin@i.ua](mailto:oleg.v.gurin@i.ua) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-1382-5338>

**А. В. ДЕГТЯРЬОВ**, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: [a.v.degtyarev@karazin.ua](mailto:a.v.degtyarev@karazin.ua) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0844-4282>

**М. М. ДУБІНІН**, Ph.D., н.с.

e-mail: [mykola.dubinin@karazin.ua](mailto:mykola.dubinin@karazin.ua) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7723-9592>

**В. О. МАСЛОВ**, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: [v.a.maslov@karazin.ua](mailto:v.a.maslov@karazin.ua) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7743-7006>

**К. І. МУНТЯН**, н.с.

e-mail: [konmunt21@gmail.com](mailto:konmunt21@gmail.com) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6479-3511>

**В. М. РЯБИХ**, н.с.

e-mail: [v.ryabykh@karazin.ua](mailto:v.ryabykh@karazin.ua) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3526-292X>

**О. О. СВИСТУНОВ**, аспірант

e-mail: [oleg.svistunov.98@gmail.com](mailto:oleg.svistunov.98@gmail.com) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4967-5944>

**В. С. СЕНЮТА**, к. ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: [oleg.svistunov.98@gmail.com](mailto:oleg.svistunov.98@gmail.com) ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4967-5944>

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна*

## СЕЛЕКЦІЯ ТА ФОКУСУВАННЯ МОД ВИЩИХ ПОРЯДКІВ У БЕЗПЕРЕРВНОМУ ХВИЛЕВІДНОМУ ТЕРАГЕРЦОВОМУ ЛАЗЕРІ

**Актуальність.** Розглядаються задачі селекції та фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного лазера. Запропонована та досліджена схема селекції мод в хвилевідних квазіоптичних резонаторах може бути використана при розробці та створенні нових конструкцій лазерних систем з керованими характеристиками для наукових і прикладних досліджень – одномодових лазерів з заданою формою та поляризацією вихідного пучка. Результати досліджень фокусування лазерних пучків можуть бути використані для розв’язання задач, що пов’язані з взаємодією електромагнітних хвиль з речовиною: діагностика поверхні матеріалів, тонких плівок, біологічних об’єктів, досягнення субхвильової роздільної здатності ТГц томографії, для радіолокаційних та телекомунікаційних застосувань тощо.

**Мета роботи** — встановлення фізичних закономірностей селекції та фокусування хвильових лазерних пучків безперервного випромінювання терагерцового діапазону з різною просторовою поляризацією.

**Матеріали та методи.** В роботі для розрахунку модових характеристик хвилевідного лазерного резонатора з неоднорідним фазоступеневим дзеркалом використовувався матричний метод. Для вивчення поширення і фокусування лазерних пучків, збуджуваних модами хвилевідного квазіоптичного резонатора в різних зонах дифракції, була застосована векторна теорія Релея-Зоммерфельда. Для експериментального вивчення досліджуваних явищ застосовувалися добре відомі методи вимірювань ТГц діапазону.

**Результати.** Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод селекції вищої  $EH_{12q}$ -моди в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на розміщенні канавки шириною  $2,3 - 2,8 \lambda$  на поверхні одного з дзеркал резонатора. Це дозволяє значно збільшити втрати для всіх небажаних мод. При цьому втрати для вищої  $EH_{12q}$ -моди залишаються практично незмінними, що створює умови для її переважного збудження. Проведено теоретичні й експериментальні дослідження помірного та гострого фокусування у вільному просторі мод вищого порядку з різною просторовою поляризацією діелектричного хвилевідного резонатора.

**Висновки.** Показано, що запропоноване фазовоступеневе дзеркало з канавкою ефективно селектує необхідну вищу поперечну моду. Показано, що лінійно поляризована  $EH_{12q}$ -мода має максимальну інтенсивність поля в фокальній області лінзи. Для азимутально поляризованих  $TE_{02q}$ - та  $TE_{03q}$ -мод максимум поля мають центральні лепестки, які помітно зміщені від фокуса лінзи. При гострому фокусуванні в розподілі поля у радіально поляризованих  $TM_{02q}$ - та  $TM_{03q}$ -мод спостерігається зростання осьової інтенсивності. При цьому їх центральні лепестки, як і у вищих  $TE_{0nq}$ -мод, помітно зміщені від фокуса лінзи.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** терагерцовий лазер, діелектричний резонатор, неоднорідне дзеркало, поляризація, селекція, фокусування, моди вищого порядку

© Гурін О. В., Дегтярьов А. В., Дубінін М. М., Маслов В. О., Мунтян К. І., Рябих В. М., Свистунов О. О., Сенюта В. С. 2022

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

**Як цитувати:** Гурін ОВ, Дегтярьов АВ, Дубінін ММ, Маслов ВО, Мунтян КІ, Рябих ВМ, Свистунов ОО, Сенюта ВС. Селекція та фокусування мод вищих порядків у безперервному хвилевідному терагерцовому лазері. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2022; 36:74-86. doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06>

**In cites:** Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VM, Senyuta VS, Svystunov OO, Selection and Focusing of Higher-Order Modes in a CW Waveguide Terahertz Laser. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2022;36:74-86. doi: <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2022-36-06> (in Ukrainian).

## ВСТУП

Терагерцові (ТГц) лазерні пучки можна використовувати для діагностики тонких плівок і поверхонь матеріалів, дослідження біологічних об'єктів і досягнення субхвильової здатності в томографії, а також у системах передачі та обробки інформації, в системах зв'язку, для обробки зображень і в літографії [1]. Останнім часом значна увага приділяється радіальному і азимутальному поляризованому лазерному випромінюванню. У ряді робіт показано, що таке випромінювання має значну перспективу застосування при створенні оптомагнітних пристроїв, може поліпшити конфігурацію фокусної плями, зменшити фокусну відстань і досягти більшої глибини фокусування [2, 3].

На сьогодні дослідження з селекції та фокусування пучків вищих порядків є актуальними. Більшість робіт в цій області представлено в оптичному діапазоні [4–6]. Автори роботи [7] запропонували метод, заснований на сфері Пуанкаре, для представлення станів поляризації радіально поляризованих векторних пучків Лагерра-Гаусса високого порядку. Гостре фокусування пучків вищого порядку з різною просторовою поляризацією вивчено в [8]. В [9] проведено дослідження гострого фокусування поляризаційно-неоднорідних лазерних пучків вищого порядку методами ближньопільної мікроскопії.

У терагерцовому діапазоні відомий ряд робіт, присвячених вивченню селекції та фокусування пучків з різною просторовою поляризацією. У роботі [10] описаний метод просторової фільтрації для селективного збудження в хвилевідному квазіоптичному резонаторі окремих вищих поперечних типів коливань з високим ступенем дискримінації небажаних мод, заснований на використанні дзеркала з дискретно розташованими на його поверхні неоднорідностями, які поглинають або розсіюють випромінювання. Теоретично та експериментально підтверджено ефективне збудження таких мод у хвилевідному діелектричному резонаторі з неоднорідним амплітудно-ступеневим дзеркалом у терагерцовому діапазоні довжин хвиль ( $\lambda = 0,4326$  мм). В [11] запропоновано метод селекції хвилевідної моди вищого порядку, перша нульова точка поля якої уздовж радіального напрямку збігається з краєм вихідного отвору і ефект крайової дифракції пригнічується. У роботі [12] описано заснований на використанні в якості лазерних дзеркал поляризаційно-селективних дифракційних структур спосіб отримання в хвилевідному квазіоптичному резонаторі негаусових мод нижчого порядку з азимутальною поляризацією. Фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик мод нижчого порядку з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу в ТГц-діапазоні, при їх помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі встановлено в [13]. Однак актуальною проблемою для таких генераторів є селекція поперечних мод різного порядку, отримання одномодової генерації та вивчення процесів фокусування даних мод.

Мета даної роботи полягає у встановленні фізичних закономірностей селекції та фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора ТГц лазера.

## СЕЛЕКЦІЯ МОДИ ВИЩОГО ПОРЯДКУ З ЛІНІЙНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ

Структурна схема хвилевідного ТГц лазера з оптичним накачуванням та експериментальної установки для його дослідження, яка докладно описана у [12], представлена на Рис. 1. Для збудження робочої молекули НСООН-лазера використовується працюючий у безперервному режимі генерації з розрядом постійного струму СО<sub>2</sub>-лазер, описаний у [14]. Терагерцова комірка представляє собою вакуумну камеру, виконану з круглої пірексової трубки 5 внутрішнім діаметром 35 мм і довжиною 1848 мм, закриту дзеркалами 6 і 7. Профілі поверхонь цих дзеркал обрані, виходячи з необхідності одержання заданої поперечної моди генерації.

Система реєстрації терагерцового випромінювання складається з піроелектричного приймача 10, закріпленого в електромеханічному пристрої, що дозволяє сканувати поперечний розподіл вихідної інтенсивності випромінювання лазера на різних азимутах. Приймач міг розміщуватися на відстанях від 10 см до 1,5 м від вихідного дзеркала 7 комірки. Просторова роздільна здатність приймача змінювалася за допомогою діафрагм, що встановлюються на його вході. При виборі роздільної здатності приймача враховувалася його вольт-ватна чутливість і очікувана ширина пучка випромінювання. При вимірі просторового розподілу інтенсивності випромінювання діаметр діафрагми вибирався в діапазоні від 3 мм

до 0,3 мм.

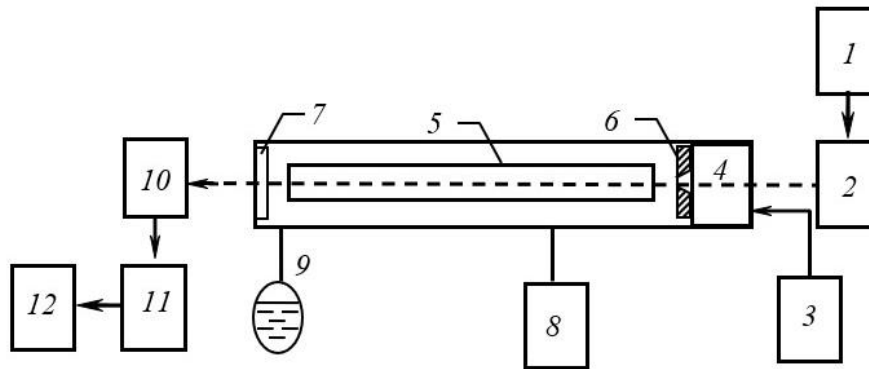


Рис. 1. Структурна схема експериментальної установки: 1 – CO<sub>2</sub>-лазер; 2 – система поворотних дзеркал; 3 – електропривод; 4 – механізм переміщення дзеркала; 5 – порожнистий діелектричний хвилевід; 6 – вхідне дзеркало; 7 – вихідне дзеркало; 8 – система відкачування; 9 – колба з HCOOH; 10 – піроелектричний приймач; 11 – селективний підсилювач; 12 – АЦП та комп'ютер.

Fig. 1. A block diagram of an experimental setup: 1 – CO<sub>2</sub> laser; 2 – system of folding mirrors; 3 – electric drive; 4 – mirror motion unit; 5 – hollow dielectric waveguide; 6 – input mirror; 7 – output mirror; 8 – THz cell evacuation system; 9 – retort with HCOOH; 10 – pyroelectric receiver; 11 – selective amplifier; 12 – ADC and computer

Стан поляризації генерованої моди визначався наступним чином. Приймач випромінювання з малою вхідною діафрагмою переміщувався по різних азимутах в поперечній площині пучка випромінювання і в точках максимуму випромінювання визначалося положення площини поляризації за допомогою поляризатора. Як поляризатор використовувалася одномірна дротова решітка з кроком 40 мкм і діаметром дроту 8 мкм.

Потужність випромінювання терагерцового лазера вимірювалася болометричним вимірювачем потужності типу БИМО-1.

Як вихідне однорідне дзеркало резонатора 7 використовувалася емкісна двовимірна сітка, виготовлена напиленням алюмінію через матрицю на плоскопаралельну пластину кристалічного кварцу товщиною 4 мм. Вхідним відбивачем 6 в цьому випадку служило неоднорідне дзеркало з центральним отвором зв'язку діаметром  $d = 3$  мм. Проведені розрахунки показали, що при такому діаметрі отвору зв'язку поле на даному дзеркалі практично не відрізняється від поля на дзеркалі без отвору.

Використовуючи матричну методику [15], були проведені розрахунки профілю поверхні вхідного дзеркала 6 для ефективної селекції  $EH_{12q}$ -моди у хвилевідному квазіоптичному резонаторі. Для дискримінації поперечних мод на поверхні дзеркала запропоновано виконати канавку, глибина якої обрана рівною  $\lambda/4$ . В цьому випадку амплітуда коефіцієнта відбиття дзеркала однакова по всій поверхні, а фаза в канавці зсунута на  $\pi$  по відношенню до іншої поверхні дзеркала. В результаті світлова хвиля, що падає на канавку, відбивається в протифазі та інтерферує зі світловою хвилею, відбитою основною частиною дзеркала. Це значно знижує добротність всіх мод, для яких ця канавка знаходиться в області максимальної амплітуди поля. На Рис. 2 наведено розрахункові залежності втрат енергії за круговий обхід мод досліджуваного резонатора від ширини канавки  $b$  дифракційного фазоступеневого дзеркала. З рисунку видно, що при розміщенні на дзеркалі канавки шириною  $b = 1 - 1,2$  мм ( $2,3 - 2,8$ )  $\lambda$ , втрати для всіх небажаних мод максимально зростають, а втрати для вищої моди  $EH_{12q}$  залишаються практично незмінними. З урахуванням результатів розрахунків відбивну поверхню даного дзеркала запропоновано виконати з канавкою шириною  $b = 1,1$  мм (Рис. 3).

На Рис. 4 наведено спектри збуджуваних мод лазера, які отримано експериментально при використанні вхідного плоского однорідного та запропонованого неоднорідного фазовоступеневого дзеркал. В якості вихідного дзеркала служила однорідна двовимірна емкісна сітка. При перестроюванні довжини резонатора, у порівнянні з плоским однорідним (Рис. 4а) дзеркалом, у випадку використання фазовоступеневого дзеркала спостерігаються чотири резонаторні моди, які мають лінійну поляризацію і практично однакову потужність випромінювання (Рис. 4б). Потужність випромінювання ТГц-лазера на модах  $EH_{11q}$ ,  $TE_{01q} + EH_{21q}$  і  $EH_{-11q} + EH_{31q}$  складала 8 мВт, на моді  $EH_{12q} - 7,9$  мВт. Ці моди були ідентифіковані на підставі отриманих поперечних розподілів та міжмодових інтервалів [16].

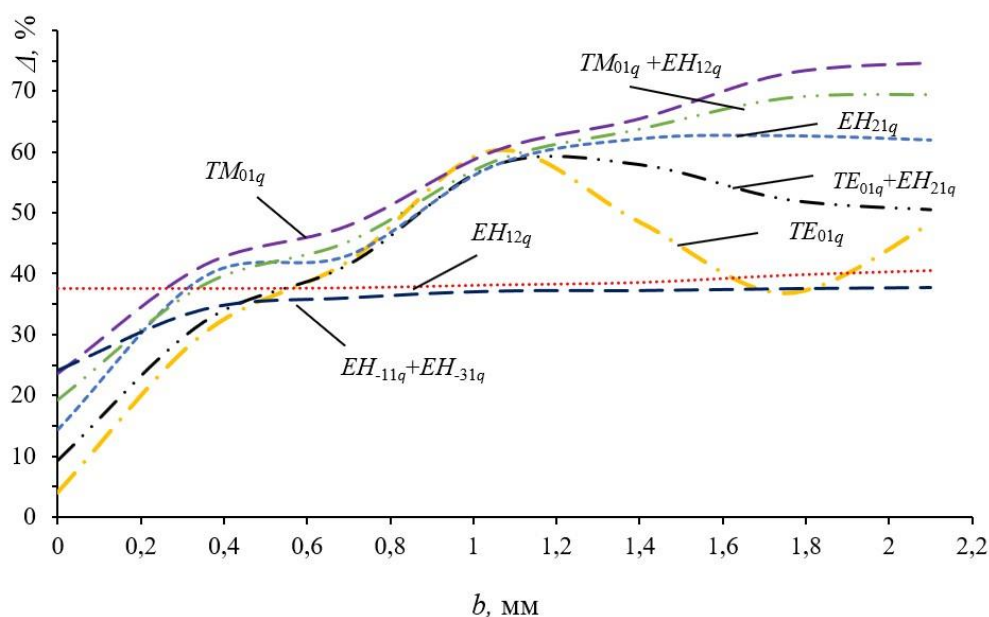


Рис. 2. Розрахункові залежності втрат енергії за круговий обхід  $\Delta$  мод досліджуваного резонатора від ширини канавки  $b$  дифракційного дзеркала.  
Fig. 2. Calculated dependences of energy losses per round trip  $\Delta$  for modes of the studied resonator on the groove width  $b$  of the diffractive mirror.

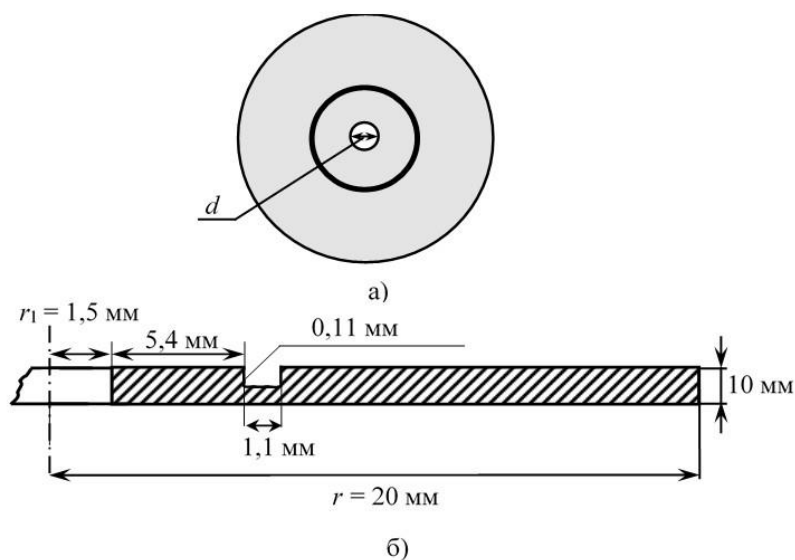


Рис. 3. Профіль вхідного дифракційного фазоступеневого дзеркала: а) рельєф поверхні дзеркала, б) поперечний переріз дзеркала.

Fig. 3. Profile of the input diffractive phase-stepped mirror: (a) relief of mirror surface and (b) transverse cross section of the mirror.

Для резонатора з відбивачем  $b$  без канавки поперечний розподіл інтенсивності випромінювання відповідає розподілу для основної хвилевідної моди  $EH_{11}$ . При використанні фазоступеневого дзеркала розподіл інтенсивності, отриманий експериментально, якісно збігається з розрахунковим для хвилевідної

моди  $EH_{12}$ . Поперечний розподіл інтенсивності поля резонаторної  $EH_{12q}$ -моди у дальній зоні дифракції на виході лазера показано на Рис. 5.

Таким чином показано, що запропоноване фазовоступеневе дзеркало з канавкою на його поверхні ефективно селектує необхідну вищу поперечну моду.

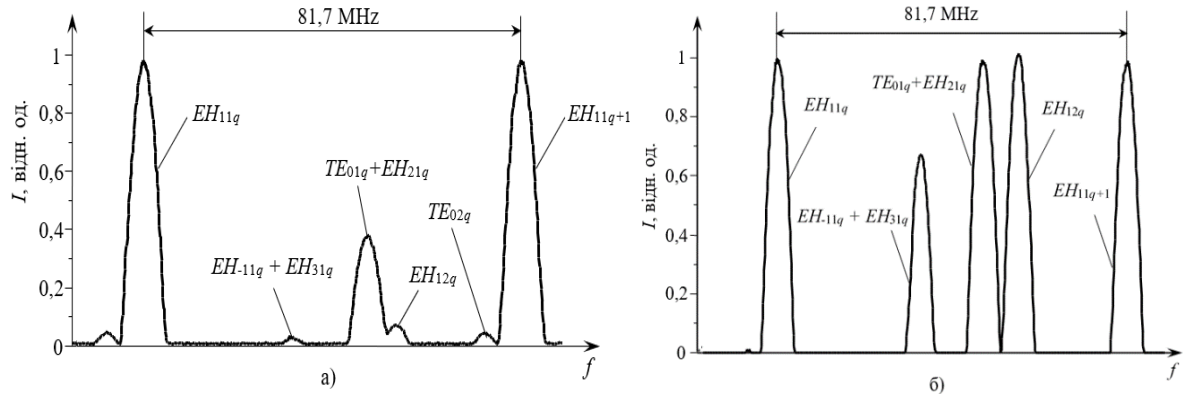


Рис. 4. Перестроювальна характеристика хвилевідного HCOOH-лазера: а) з вхідним плоским однорідним дзеркалом, б) з вхідним фазовоступеневим дзеркалом.

Fig. 4. Tuning characteristic of a waveguide HCOOH laser: a) with an input plane homogeneous mirror, b) with an input phase-stepped mirror.

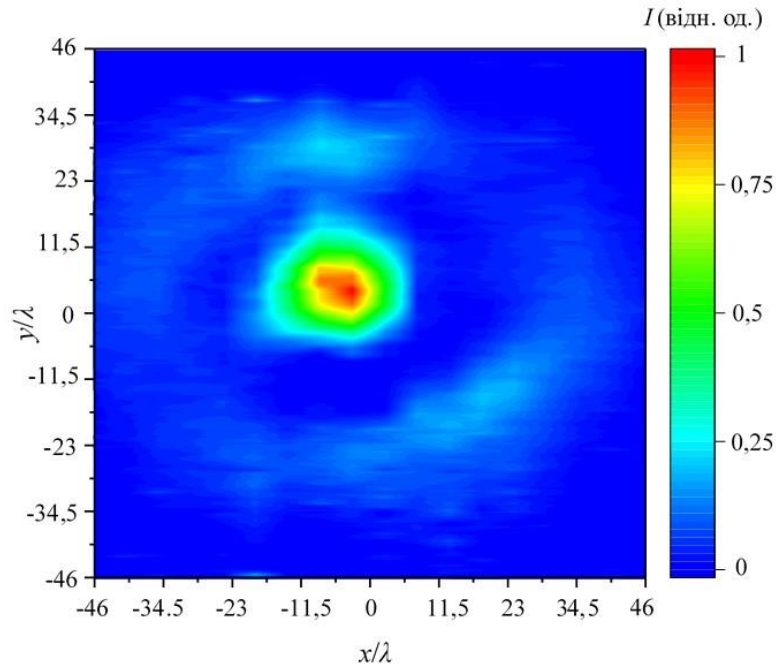


Рис. 5. Експериментальний поперечний розподіл інтенсивності поля  $EH_{12q}$ -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера.

Fig. 5. Experimental transverse distribution of the radiation intensity for the  $EH_{12q}$ -mode at a distance of 300 mm from the laser output mirror.

### ФОКУСУВАННЯ МОД ВИЩОГО ПОРЯДКУ З РІЗНОЮ ПРОСТОРОВОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ

#### Теоретичні Співвідношення

Моди досліджуваного лазерного резонатора, що використовуються для фокусування випромінювання, збігаються з модами круглого порожнистого діелектричного хвилеводу [17]. У початковій площині (на вихідному дзеркалі лазера) задамо випромінювання у вигляді вищих азимутально, радіально і лінійно поляризованих  $TE_{0nq}$ -,  $TM_{0nq}$ -,  $EH_{1nq}$ -мод ( $n > 1$ ) відповідно круглого діелектричного хвилеводу радіусом  $a_1$  (Рис. 6). Компоненти поля даних мод у площині джерела в циліндричній системі

координат описуються виразами [17]:

$$TE_{0nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = 0, \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = A_{0n} \frac{\chi_{0n}}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \end{cases} \quad (1)$$

$$TM_{0nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = B_{0n} \frac{1}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

$$EH_{1nq}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = C_{1n} J_0\left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1}\right) \sin(\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = C_{1n} J_0\left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1}\right) \cos(\phi), \end{cases} \quad (3)$$

де  $A_{0n} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \chi_{0n} J_0(\chi_{0n})}$ ,  $B_{0n} = \frac{1}{\sqrt{\pi} J_2(\chi_{1n})}$ ,  $C_{11} = \frac{1}{a\sqrt{\pi} J_1(\chi_{1n})}$  – нормуючі множники;  $J_0$ ,  $J_1$  і  $J_2$  –

функції Бесселя першого роду,  $\chi_{0n}$  і  $\chi_{1n}$  – корені рівнянь  $J_0(\chi_{0n})=0$  та  $J_0(\chi_{1n})=0$ .

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда [18] в непараксимальному наближенні і вирази (1–3), знаходимо компоненти поля  $TE_{0nq}$ ,  $TM_{0nq}$ ,  $EH_{1nq}$  мод діелектричного резонатора на вхідній апертурі лінзи. Враховуючи функцію фазової корекції лінзи [19] і знову застосувавши інтеграли Релея-Зоммерфельда, запишемо компоненти поля даних мод у фокальній області лінзи.

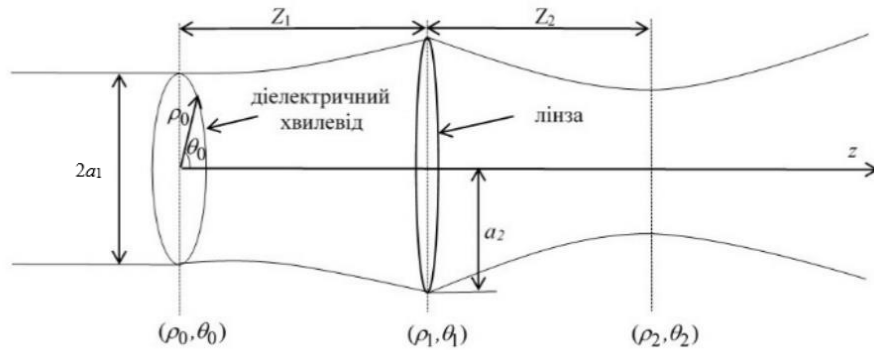


Рис. 6. Розрахункова модель фокусування лазерних пучків.  
Fig. 6. Computational model of laser beam focusing

Компоненти поля для азимутально поляризованих  $TE_{0nq}$ -мод на відстані  $z_2$  від лінзи мають вигляд:

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ \quad \times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Компоненти поля для радіально поляризованих  $TM_{0nq}$ -мод на відстані  $z_2$  від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Компоненти поля для азимутально поляризованих  $EH_{1nq}$ -мод на відстані  $z_2$  від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\quad \times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times [i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

де  $k = 2\pi / \lambda$  – хвильове число,  $\lambda$  – довжина хвилі;  $z_1$  – відстань від вихідного дзеркала резонатора до лінзи,  $z_2$  – відстань від фокальної площини лінзи до приймача;  $\rho_1, \theta_1, z_1$  – циліндричні координати в площині лінзи;  $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$ ;  $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$ ;  $\rho_2, \theta_2, z_2$  – циліндричні координати в площині спостереження за лінзою;  $\xi_2 = \sqrt{(F + z_2)^2 + \rho_2^2}$ ;  $\gamma_2 = k\rho_2 / \xi_2$ ,  $a_1$  – радіус хвилеводу;  $a_2$  – радіуси лінз;  $Ph(\rho_1) = \exp(-i\pi\rho_1^2 / \lambda F)$  – функція фазової корекції лінзи,  $F$  – фокусна відстань лінзи.

### Результати Розрахунків та їх Аналіз

Згідно з виразами 4 – 6 була розрахована сумарна інтенсивність поля  $TE_{0nq}$ -,  $TM_{0nq}$ -,  $EH_{1nq}$ -мод  $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$ , а також, враховуючи її особливості [13], інтенсивність поздовжньої компоненти  $TM_{0nq}$ -мод в області мінімального розміру сфокусованого пучка при гострому та помірному фокусуванні. Довжина хвилі досліджуваного випромінювання склала 0,4326 мм (лінія генерації ТГц лазера з оптичним накачуванням на молекулі НСООН). Діаметр хвилеводу обраний рівним  $2a_1 = 35$  мм, а діаметр лінзи  $2a_2 = 50$  мм. Фокусна відстань лінзи  $F$  вибиралася відповідно до умови гострого (числова апертура лінзи [20]  $NA = 0,68$ , де  $NA = a_2 / F$ ) і помірного фокусування ( $NA = 0,16$ ). Для повного перехоплення пучка

відстань  $z_1$  було вибрано рівною 300 мм. Розрахунки проводилися при заданому куті  $\theta_2 = \pi / 2$ .

Вивчено області максимальної інтенсивності поля, розташовані на відстані  $z_{max}$  від геометричних фокусів досліджуваних лінз і розраховані діаметри пучків випромінювання досліджуваних мод  $d_\sigma$  у цих областях при помірному та гострому фокусуванні. Через складну структуру поля мод вищого порядку їх діаметр  $d_\sigma$  був розрахований за формулою [21]:

$$d_\sigma = 2 \sqrt{\frac{2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho_2^2 I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}} \quad (7)$$

На Рис. 7 наведено розподіли сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованих  $EH_{12q}$ - і  $EH_{13q}$ -мод при помірному та гострому фокусуванні. На осі сумарна інтенсивність поля даних мод, яка визначається усіма трьома компонентами, має максимум.

На Рис. 8 показані розподіли сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих  $TE_{02q}$  - і  $TE_{03q}$  -мод при помірному і гострому фокусуванні. Поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих  $TE_{02q}$ - і  $TE_{03q}$ -мод діелектричного резонатора в фокальній області зберігає кільцеподібний вигляд як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Максимум поля мають центральні лепестки даних мод, які помітно зміщені від фокуса лінзи. Крім того, сумарна інтенсивність для обох мод визначалася тільки однією поперечною компонентою (4).

Розподіли сумарної інтенсивності поля радіально поляризованих  $TM_{02q}$ - і  $TM_{03q}$ -мод при помірному та гострому фокусуванні показано на Рис. 9.

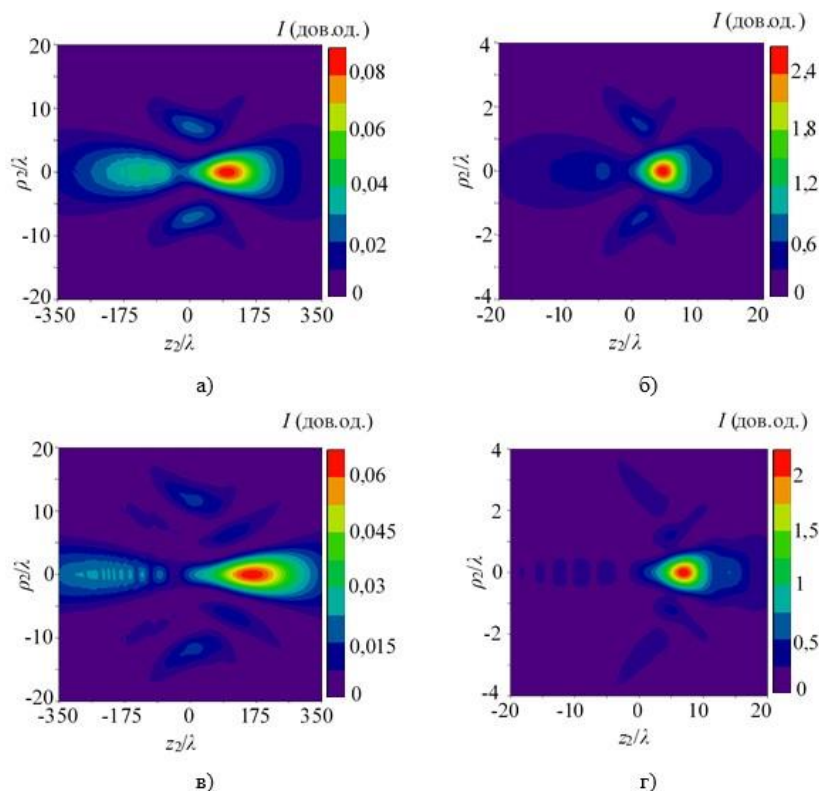


Рис. 7. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля  $EH_{12q}$ - (а, б) та  $EH_{13q}$ - (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи

Fig. 7. Calculated distributions of the total field intensity of the  $EH_{12q}$ - (a, b) and  $EH_{13q}$ - (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens



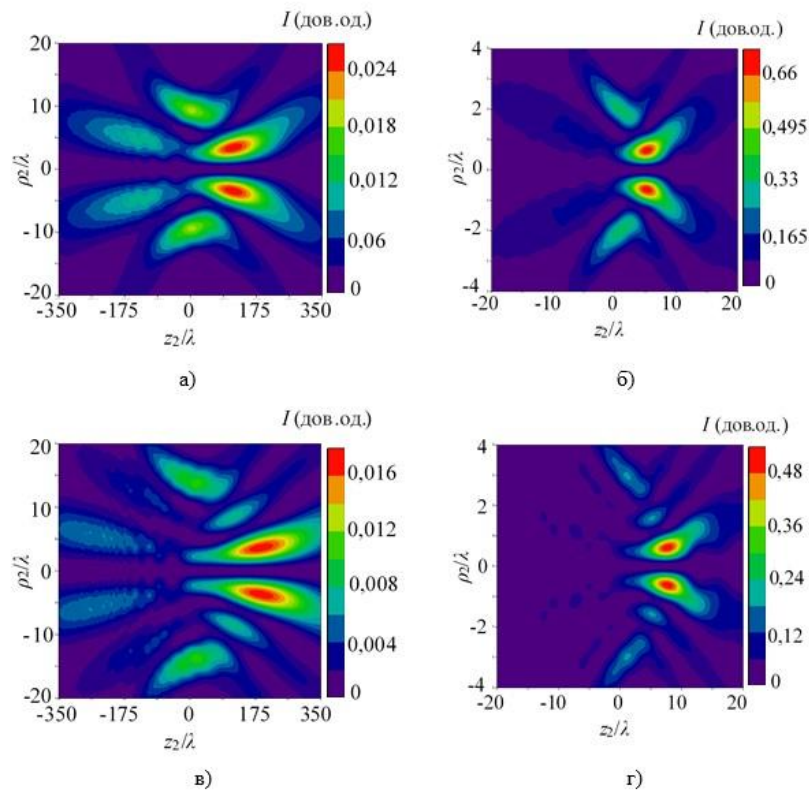


Рис. 8. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля  $TE_{02q^-}$  (а, б) та  $TE_{03q^-}$  (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 8. Calculated distributions of the total field intensity of the  $TE_{02q^-}$  (a, b) and  $TE_{03q^-}$  (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens.

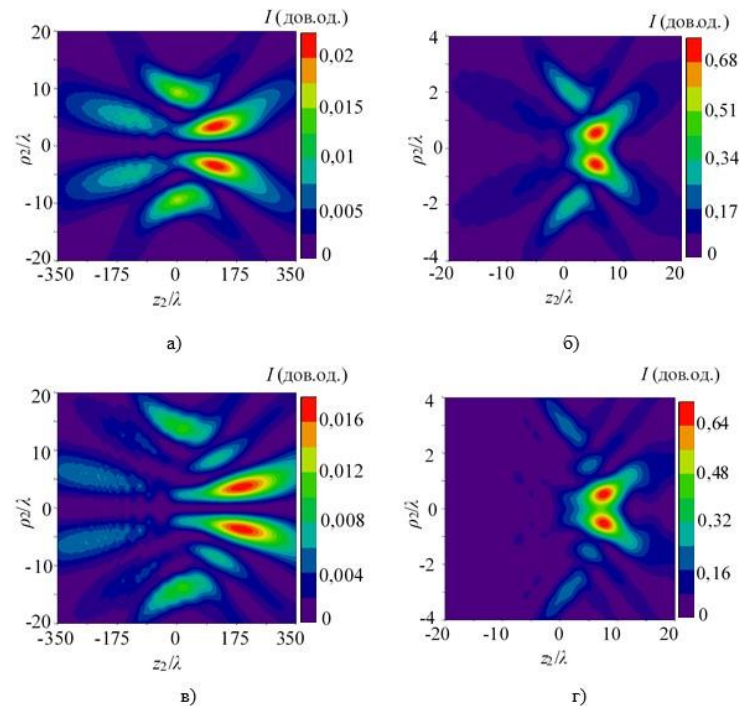


Рис. 9. Розрахункові розподіли сумарної інтенсивності поля  $TM_{02q^-}$  (а, б) та  $TM_{03q^-}$  (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 9. Calculated distributions of the total field intensity of the  $TM_{02q^-}$  (a, б) and  $TM_{03q^-}$  (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens.

З графіків видно, що при гострому фокусуванні в поперечному розподілі поля даних мод спостерігається зростання осьової інтенсивності (Рис. 9б, г), яке відсутнє при помірному фокусуванні (Рис. 9а, в). Поздовжня компонента поля  $TM_{02q}$ - і  $TM_{03q}$ -мод при гострому фокусуванні дає істотний внесок у загальну інтенсивність даних мод (Рис. 10).

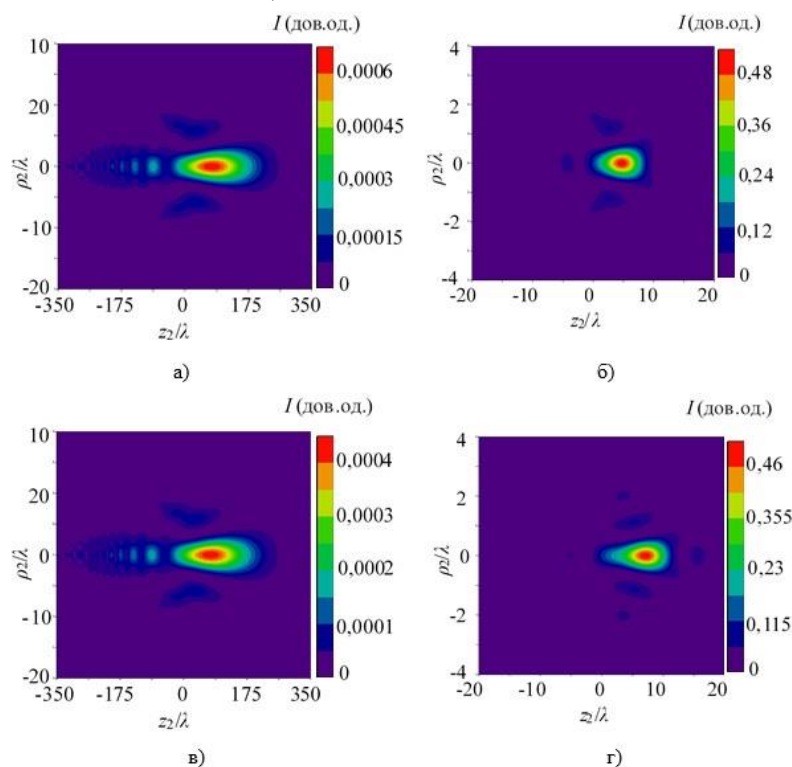


Рис. 10. Розрахункові розподіли інтенсивності поздовжньої компоненти поля  $TM_{02q}$ - (а, б) та  $TM_{03q}$ - (в, г) мод при помірному (а, в) та гострому (б, г) фокусуванні в фокальній області лінзи.

Fig. 10. Calculated intensity distributions of the longitudinal field component of the  $TM_{02q}$ - (a, b) and  $TM_{03q}$ - (c, d) modes for moderate (a, c) and sharp (b, d) focusing in the focal region of the lens

Теоретичні результати розташування положень максимальної інтенсивності поля мод вищого порядку від фокуса  $z_{lmax}$ , а також їх діаметри  $d_{\sigma}$  в даній області наведено в Табл. 1. Мінімальний діаметр пучка в області максимальної інтенсивності як при гострому, так і при помірному фокусуванні має лінійно поляризована  $EH_{12q}$ -мода. Максимальна інтенсивність поля азимутально поляризованої  $TE_{03q}$ -моди при обох видах фокусування знаходиться на найбільших відстанях  $z_{lmax}$  від геометричних фокусів досліджуваних лінз.

**Таблиця 1.** Розрахункові результати знаходження положень максимальної інтенсивності мод вищого порядку та діаметри їх фокальних плям.

**Table 1.** Calculated results of finding the positions of maximum intensity of higher-order modes and the diameters of their focal spots

Типи мод	NA = 0,68		NA = 0,16	
	$z_{lmax}/\lambda$	$d_{\sigma}/\lambda$	$z_{lmax}/\lambda$	$d_{\sigma}/\lambda$
$EH_{12q}$	4,71	6,22	75,13	26,50
$EH_{13q}$	6,80	10,34	139,85	42,99
$TE_{02q}$	4,95	8,14	98,24	34,10
$TE_{03q}$	7,95	13,11	164,12	51,95
$TM_{02q}$	5,18	10,55	90,15	34,48
$TM_{03q}$	7,26	17,72	153,72	53,17

### Порівняння результатів розрахунків і експериментів

Для дослідження фокусування мод вищого порядку в резонаторі ТГц лазера використовувалися вихідне однорідне та вхідне неоднорідне фазоступеневе дзеркало (Рис. 3). Лазер настроювався на лінійно поляризовану вищу моду  $EH_{12q}$  (Рис. 4, 5). Діаметр пучка даної моди у вільному просторі в експерименті становив  $\text{FWHM} = 16,5\lambda$ , а в розрахунках –  $\text{FWHM} = 15,96\lambda$ .

Для повного перехоплення пучка на відстані  $z = 300$  мм були встановлені довгофокусна лінза з фокусною відстанню 160 мм і короткофокусна лінза з фокусною відстанню 36,36 мм. Переміщуючи приймач  $IO$  (Рис. 1) уздовж оптичної осі в фокальних областях лінз, було виміряно поперечний розмір пучка випромінювання досліджуваної моди при помірному та гострому фокусуванні.

Експериментально було встановлено, що максимум інтенсивності поля  $EH_{12q}$ -моди при помірному фокусуванні знаходився на відстані  $z_{\text{max}} = 74,80\lambda$ , в розрахунках –  $z_{\text{max}} = 75,13\lambda$ . При гострому фокусуванні в експерименті максимум інтенсивності поля даної моди знаходився на відстані  $z_{\text{max}} = 4,6\lambda$ , в розрахунках –  $z_{\text{max}} = 4,71\lambda$ . Поперечні розподіли інтенсивності на отриманих відстанях сфокусованої  $EH_{12q}$ -моди при помірному і гострому фокусуванні наведено на Рис. 11. Діаметр сфокусованої  $EH_{12q}$ -моди при помірному фокусуванні ( $NA = 0,16$ ) в експерименті становив  $\text{FWHM} = 4,50\lambda$  ( $\text{FWHM} = 4,48\lambda$  – в розрахунках), а при гострому ( $NA = 0,68$ ) в експерименті  $\text{FWHM} = 0,90\lambda$  ( $\text{FWHM} = 1,27\lambda$  – в розрахунках).

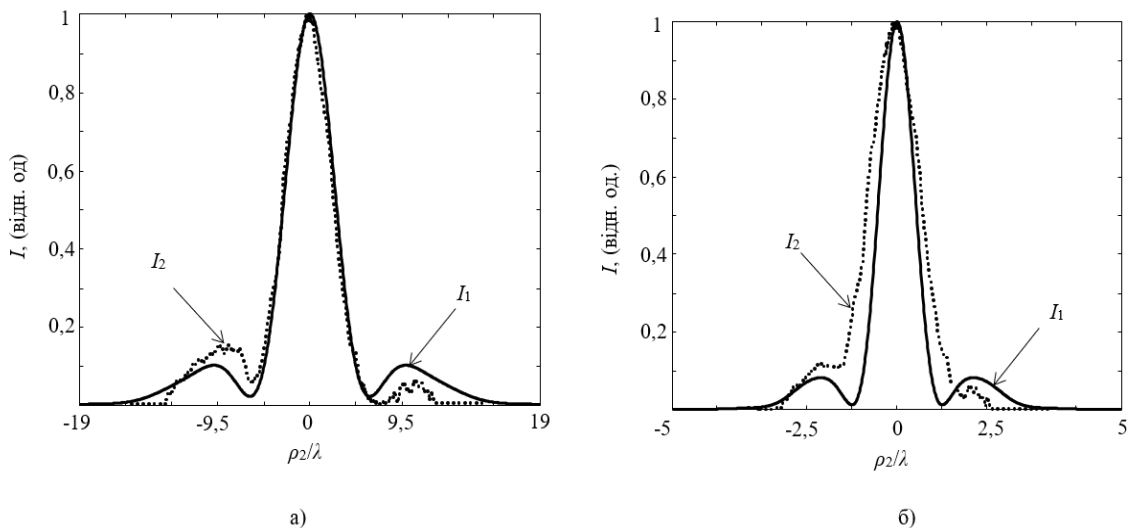


Рис. 11. Розрахункові ( $I_1$ ) і експериментальні ( $I_2$ ) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля  $EH_{12q}$ -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні.

Fig. 11. Calculated ( $I_1$ ) and experimental ( $I_2$ ) transverse distributions of the total field intensity of the  $EH_{12q}$ -mode for moderate (a) and sharp (b) focusing

### ВИСНОВКИ

1. Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод селекції вищої  $EH_{12q}$ -моди в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на розміщенні канавки шириною  $2,3 - 2,8 \lambda$  на поверхні одного з дзеркал хвилевідного квазіоптичного резонатора. Це дозволяє значно збільшити втрати для всіх небажаних мод, а втрати для вищої  $EH_{12q}$ -моди залишити практично незмінними, що створює умови для її переважного збудження

2. Проведено теоретичні й експериментальні дослідження помірному та гострому фокусуванні мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора. Показано, що лінійно поляризована  $EH_{12q}$ -мода має максимальну інтенсивність поля в фокальній області лінзи. Для азимутально поляризованих  $TE_{02q}$ - та  $TE_{03q}$ -мод максимум поля мають центральні лепестки, які помітно зміщені від фокуса лінзи. При гострому фокусуванні в розподілі поля у радіально поляризованих  $TM_{02q}$ - та  $TM_{03q}$ -мод спостерігається зростання осової інтенсивності. При цьому їх центральні лепестки, як і у вищих  $TE_{0nq}$ -мод, помітно зміщені від фокуса лінзи.

### КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

#### REFERENCES

1. Valusis G, Lissauskas A, Yuan H, Knap W, Roskos HG. Roadmap of terahertz imaging 2021. *J Sensors*. 2021 Jun;21(12):4092. <https://doi.org/10.3390/s21124092>
2. Fu J, Yu X, Wang Y, Chen P. Generation of pure longitudinal magnetization needle with tunable longitudinal depth by focusing azimuthally polarized beams. *Applied Physics B*. 2018 Dec;124(1):11. <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6886-5>
3. Kozawa Y, Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *Journal of the Optical Society of America A*. 2007 May;24(6):1793–1798. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.24.001793>
4. Stafeev SS, Kozlova ES, Nalimov AG, Kotlyar VV. Tight focusing of a cylindrical vector beam by a hyperbolic secant gradient index lens. *Optics Letters*. 2020 Mar;45(7):1687–1690. <https://doi.org/10.1364/OL.389803>
5. Kallioniemi L, Turquet L, Lipsanen H, Kauranen M, Bautista G. Tailoring the longitudinal electric fields of high-order laser beams and their direct verification in three dimensions. *Optics Communications*. 2020 Mar; 459:124894. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.124894>
6. Stafeev SS, Kozlova ES, Nalimov AG. Focusing a second-order cylindrical vector beam with a gradient index Mikaelian lens. *Computer Optics*. 2020;44(1):29–33. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-633>
7. Jin X, Zgang H, Xu Y, Zhang X, Zhu H. Representation and focusing properties of higher-order radially polarized Laguerre–Gaussian beams. *Journal of Modern Optics*. 2015 Feb;62(8):626–632. <https://doi.org/10.1080/09500340.2014.999138>
8. Khonina SN, Alferov SV, Karpeev SV. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Optics Letters*. 2013 Aug;38(17):3223–3226. <https://doi.org/10.1364/OL.38.003223>
9. Kulipanov GN, Lisenko AA, Matvienko GG, Oshlakov VK, Kubarev VV, Chesnokov EN, et al. Experimental study of the interaction between terahertz radiation from the Novosibirsk free electron laser and water aerosol. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2014 Apr;28(2):165–168. <https://doi.org/10.1134/S1024856015020062>
10. Volodenko AV, Gurin OV, Degtyarev AV, Maslov V.A, Svich VA, Topkov AN. Selection of the higher transverse modes of a waveguide quasi-optical resonator. *Quantum Electronics*. 2010 Jan;40(1):68–72. <https://doi.org/10.1070/QE2010v040n01ABEH014142>
11. Li G, Wang D, Fang L, Ran Z, Yan Q. Improvement to beam quality of optically pumped terahertz gas lasers with hole-coupling resonators. *Optical Engineering*. 2019 Feb;58(2):026104. <https://doi.org/10.1117/1.OE.58.2.026104>
12. Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin NN, Legenkiy MN, Maslov VA, Muntean KI, et al. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electronics*. 2021;51(4):338–342. <https://doi.org/10.1070/QEL17511>
13. Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VN, et al. Focusing of modes with an inhomogeneous spatial polarization of the dielectric resonator of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2020;79(2):105–116. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v79.i2.30>
14. Degtyarev A., Maslov V., Topkov A. Continuous-wave terahertz waveguide lasers. LAP LAMBERT Academic Publishing; 2020. 80 p.
15. Epishin VA, Maslov VA, Pokormyakho NG, Svich VA. Investigation of the oscillation modes and optimization of the output power of optically pumped submillimeter waveguide lasers. *Quantum Electronics*. 1989 Aug;19(8):1007–1010.
16. Marcatily EAJ., Schmeltzer RA. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *Bell Labs Technical Journal*. 1964 Jul;43(4):1783–1809. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1964.tb04108.x>
17. Henningsen J, Hammerich M, Olafsson A. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers. *Applied Physics B*. 1990 Oct;51(4):272–284. <https://doi.org/10.1007/BF00325048>
18. Luneburg RK. *Mathematical theory of optics*. California: University of California Press; 1966. 448 p.
19. Goodman JW. *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill; 1996. 457 p.
20. Greivenkamp JE. *Geometrical optics*. Arizona: University of Arizona; 2003. 128 p.
21. Ivanov VS, Zolotarevsky YM, Kotyuk AF. *Fundamentals of optical radiometry*. Moscow, Russia: Fizmatlit (in Russian); 2003. 544 p.

Стаття надійшла до редакції: 21 березня 2022 р.

Рекомендовано до друку: 13 червня 2022 р.

**SELECTION AND FOCUSING OF HIGHER-ORDER MODES  
IN A CW WAVEGUIDE TERAHERTZ LASER****O. V. Gurin<sup>1</sup>, A. V. Degtyarev<sup>1</sup>, M. M. Dubinin<sup>1</sup>, V. A. Maslov<sup>1</sup>,  
K. I. Muntean<sup>1</sup>, V. M. Ryabykh<sup>1</sup>, V.S. Senyuta<sup>1</sup>, O. O. Svystunov<sup>1</sup>**<sup>1</sup>V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

**Background:** The problems of selection and focusing of higher order modes of a dielectric waveguide laser are considered. The proposed and investigated scheme of mode selection in waveguide quasi-optical resonators can be used in the development and creation of new designs of laser systems with controlled characteristics for scientific and applied research - single-mode lasers with a given shape and polarization of the output beam. The results of laser beam focusing research can be used to solve problems related to the interaction of electromagnetic waves with matter: diagnostics of the surface of materials, thin films, biological objects, achieving subwavelength resolution of THz tomography, for radar and telecommunications applications, etc.

**The aim of the work** is to establish the physical laws of selection and focusing of wave laser beams of continuous radiation of the terahertz range with different spatial polarization.

**Materials and methods:** The matrix method was used to calculate the mode characteristics of a waveguide laser resonator with an inhomogeneous phase-stepped mirror. The Rayleigh-Sommerfeld vector theory was used to study the propagation and focusing of laser beams excited by modes of a waveguide quasi-optical resonator in different diffraction zones. Well-known methods of measuring the THz range were used for the experimental study of the studied phenomena.

**Results:** For the first time, a method of selection of higher  $EH_{12q}$ -mode in a terahertz laser resonator based on the placement of a groove  $2.3 - 2.8 \lambda$  wide on the surface of one of the resonator mirrors was proposed, theoretically substantiated and experimentally confirmed. This can significantly increase losses for all undesirable modes. At the same time, the losses for the higher  $EH_{12q}$ -mode remain practically unchanged, which creates conditions for its predominant excitation. Theoretical and experimental studies of moderate and sharp focusing in the free space of higher-order modes with different spatial polarizations of the dielectric waveguide resonator have been carried out.

**Conclusion:** It is shown that the proposed phase-stepped mirror with a groove effectively selects the required higher transverse mode. It is shown that the linearly polarized  $EH_{12q}$ -mode has the maximum field intensity in the focal region of the lens. For azimuthally polarized  $TE_{02q}$  - and  $TE_{03q}$ -modes, the central lobes have a maximum of the field, which is significantly shifted from the lens focus. With sharp focusing in the field distribution in the radially polarized  $TM_{02q}$  - and  $TM_{03q}$ -modes, an increase in axial intensity is observed. In this case, their central lobes, as in the higher  $TE_{0nq}$ -modes, are markedly offset from the focus of the lens.

**KEYWORDS:** *terahertz laser, dielectric resonator, inhomogeneous mirror, polarization, selection, focusing, high-order modes*

The article was received by the editors: March 21 2022

The article is recommended for printing: June 13 2022