

Міністерство освіти і науки України

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Дубінін Микола Миколайович

УДК 544.18+544.135

ДИСЕРТАЦІЯ

«ФОРМУВАННЯ, ДІАГНОСТИКА ТА УПРАВЛІННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯМ СФОКУСОВАНИХ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ»

Спеціальність 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали»

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

 М. М. Дубінін

Науковий керівник: Маслов Вячеслав Олександрович, доктор фізико-математичних наук, професор.

Харків – 2021

Дієпроректор
дисертацій
з фізики
Докторська
рада ФФ
051.036
Суріс
Нужа

АНОТАЦІЯ

Дубінін М. М. Формування, діагностика та управління випромінюванням сфокусованих лазерних пучків терагерцового діапазону. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертаційну роботу присвячено теоретичним та експериментальним дослідженням фізичних закономірностей формування, фокусування хвильових лазерних пучків безперервного випромінювання терагерцового діапазону з неоднорідною просторовою поляризацією та управління випромінюванням сфокусованих лазерних пучків. Для розв’язання цих задач були використані методи сучасної радіофізики, обчислювальної електродинаміки і математичної фізики.

Проведений огляд літератури показує, що в квантовій радіофізиці активно розвивається новий науковий напрямок пов’язаний з формуванням просторово неоднорідних мод з необхідним станом поляризації, а також з фокусуванням та управлінням цих мод. В оптичному діапазоні запропоновані як внутрішньорезонаторні, так і позарезонаторні методи формування вихідних пучків із заданим станом поляризації. Однак вони дають далеко не повне і не комплексне рішення проблем і відрізняються досить високою складністю виготовлення лазерних систем і, відповідно, їх вартістю. Відомі внутрішньорезонаторні методи вимагають введення складних додаткових оптичних елементів в резонатор для забезпечення формування мод з просторово-неоднорідною поляризацією, а позарезонаторні методи відрізняються високою чутливістю до заданого початкового профілю випромінювання.

Методи і підходи формування лазерних пучків з необхідною поляризаційною структурою в терагерцовому (ТГц) діапазоні розвинені лише в декількох роботах і всі вони належать до позарезонаторної групи методів, запропонованих з використанням імпульсного випромінювання. У зв'язку з цим актуальним завданням квантової радіофізики є пошук нескладних та енергетично ефективних внутрішньорезонаторних методів формування і селекції поперечних мод із заданим станом поляризації вихідного безперервного випромінювання в лазерах ТГц діапазону, що й стало однією з цілей досліджень автора, описаних в даній роботі.

В оптичному діапазоні також встановлені фізичні принципи фокусування лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання, показана можливість управління світловими полями з субхвильовими розмірами областей локалізації енергії. Для ТГц діапазону властивості сфокусованих лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією вивчені лише в невеликій кількості робіт. У даних роботах досліджувалося випромінювання міліватних генераторів субпікосекундних широкосмугових імпульсів фемтосекундних лазерів взаємодія якого з речовиною значно відрізняється від взаємодії при безперервному випромінюванні. Такий підхід призводить до досить високої складності виготовлення лазерних систем. Для розширення можливостей науково-технічних застосувань актуальним є дослідження розподілів інтенсивності в фокальній області фокусувальних систем при різних типах неоднорідної просторової поляризації безперервного ТГц випромінювання.

Тому у другому розділі дисертаційної роботи було запропоновано методику розрахунку та отримано кількісні показники для коефіцієнтів відбиття і проходження хвилевідних мод для дифракційного дзеркала у вигляді великомасштабної багатокільцевої діафрагми, розташованої усередині порожнистого круглого діелектричного хвилеводу. Виходячи з цього, вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано і експериментально підтверджено метод формування окремої поперечної моди з азимутальною поляризацією

поля в лазерному резонаторі ТГц діапазону, що спирається на виконанні одного з дзеркал хвилевідного квазіоптичного резонатора у вигляді шару діелектрика з нанесеною на нього азимутально-симетричною металевою великомасштабною дифракційною решіткою.

Вперше запропоновано напівпрозоре азимутально-симетричне дрібномасштабне дифракційне дзеркало без зовнішніх кіл, яке селектує небажані моди і формує необхідну моду з азимутальною поляризацією випромінювання. Однак експериментально доведено, що дане дзеркало має меншу енергетичну ефективність у порівнянні з напівпрозорим дрібномасштабним дифракційним дзеркалом з просвітленим центром.

Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод формування вищої EH_{12q} -моди в лазерному резонаторі, що спирається на розміщенні канавки шириною $2,3\text{--}2,8\ \lambda$, що розсіює, 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 забезпечує її переважне збудження.

Вперше запропоновано та експериментально підтверджено метод формування поперечної TM_{01q} -моди з радіальною поляризацією випромінювання на виході лазера з напівпрозорим радіально-симетричним дифракційним дзеркалом із центром, що відбиває випромінювання.

Третій розділ дисертаційної роботи присвячений встановленню фізичних особливостей просторово-енергетичних характеристик при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, збуджуваних модами резонатора лазера на основі порожнистого круглого діелектричного хвилеводу. Теоретично та експериментально показано, що у радіально поляризованої TM_{01} -моди при гострому фокусуванні випромінювання в розподілі поля спостерігається значне зростання осової інтенсивності, що обумовлено зростанням внеску поздовжньої компоненти поля у загальну інтенсивність даної моди, яке

відсутнє при помірному фокусуванні. Показано, що лінійно поляризована EH_{11} -мода має максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування. При гострому фокусуванні фокальна пляма цієї моди має найменший діаметр.

Теоретично досліджено просторово-енергетичні характеристики при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора ТГц-лазера на основі порожнистого круглого металевих хвилеводу. Вперше встановлено, що максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування, а також найменший діаметр в фокусі має несиметрична TE_{11} -мода.

У четвертому розділі дисертаційної роботи вперше теоретично і експериментально досліджена можливість управління параметрами фокальної області гостро сфокусованих лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами резонатора ТГц лазера на основі порожнистого круглого діелектричного хвилеводу. Запропонована фокусувальна система у вигляді короткофокусної лінзи, центральна область якої перекривалася поглинаючими масками з різними розмірами. Показано, що використання поглинаючих масок дозволяє зменшити діаметр пучка в фокальній області та значно збільшити глибину фокуса лінійно поляризованої EH_{11} -моди і азимутально поляризованої TE_{01} -моди.

Запропоновані і досліджені в дисертації методи і схеми формування та селекції поперечних мод з різною просторовою поляризацією поля в хвилевідних квазіоптичних резонаторах можуть бути використані 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.

Запропонований метод управління гостро сфокусованими лазерними пучками може бути застосований в таких додатках, як отримання терагерцових зображень (в тому числі протяжних об'єктів), лазерна абляція, генерація оптичного розряду, де потрібно фокусування терагерцового випромінювання з підвищеною глибиною фокуса.

Ключові слова: терагерцовий діапазон, хвилевідний лазер, безперервне випромінювання, формування пучка, неоднорідне дзеркало, неоднорідна поляризація, діелектричний резонатор, металевий резонатор, фокусування, мода, управління випромінюванням.

ABSTRACT

Dubinin M. M. Formation, diagnostics and control of the radiation of focused terahertz laser beams. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials. V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The thesis is devoted to theoretical and experimental studies of the physical laws of the formation, focusing of wave laser beams of continuous terahertz radiation with inhomogeneous spatial polarization and control of the radiation of focused laser beams. To solve these problems, the methods of modern radio physics, computational electrodynamics and mathematical physics were used.

The performed literature review shows that a new scientific direction is actively developing in quantum radiophysics associated with the formation of spatially inhomogeneous modes with the required polarization state, as well as with focusing and control of these modes. In the optical range, both intra-resonator and extra-resonator methods for forming output beams with a given polarization state are proposed. However, they don't provide a complete and complex solution to problems and are characterized by a sufficiently high complexity of manufacturing laser systems and, accordingly, their cost. Intra-resonator methods require the introduction of complex additional optical elements into the resonator to ensure the formation of modes with spatially inhomogeneous polarization, and extra-resonator methods are highly sensitive to a given initial radiation profile. Methods and approaches for the formation of laser beams with the necessary polarization structure in the terahertz (THz) range are developed only in a few works, and all of them belong to the extra-resonator group of methods proposed using pulsed radiation.

In the optical range, the physical principles of focusing laser beams with inhomogeneous spatial polarization of radiation are established. The possibility of controlling light fields with subwavelength sizes of energy localization regions is

shown. For the THz range, the properties of focused laser beams with inhomogeneous spatial polarization have been studied in only a small number of works. In these works, the radiation of mW generators of broadband subpicosecond pulses of femtosecond lasers was investigated. The interaction of such radiation with matter differs significantly from the interaction with continuous radiation. This approach leads to a rather high complexity of manufacturing laser systems. To expand the possibilities of scientific and technical applications, it is urgent to study the intensity distributions in the focal region of a focusing system for various types of inhomogeneous spatial polarization of continuous THz radiation.

Therefore, in the second chapter of the dissertation work, a calculation method was proposed and quantitative indicators were obtained for the reflection and transmission coefficients of waveguide modes for a diffraction mirror in the form of a large-scale multi-ring diaphragm. This mirror was located inside a hollow circular dielectric waveguide. On this basis, for the first time, it was proposed, theoretically substantiated and experimentally confirmed a method for the formation of a separate transverse mode with azimuthal polarization of the field in a laser resonator of the THz range, based on the implementation of one of the mirrors of the waveguide quasi-optical resonator in the form of a dielectric layer with an azimuthally symmetric metal large-scale diffraction grating.

For the first time, a semitransparent azimuthally symmetric small-scale diffraction mirror without outer circles has been proposed. This mirror selects unwanted modes and forms the desired mode with the azimuthal polarization of the radiation. However, it has been experimentally proved that this mirror has a lower energy efficiency compared to a semitransparent small-scale diffraction mirror with an antireflection center.

For the first time proposed, theoretically substantiated and experimentally confirmed a method for the formation of the highest EH_{12q} -mode in a laser resonator, based on the placement of a scattering groove with a width of $2.3-2.8 \lambda$ on the surface of one of the mirrors of a waveguide quasi-optical resonator. This makes it possible to significantly increase the losses for all undesirable modes, and to leave the losses

for the higher EH_{12q} -mode practically unchanged, which ensures its preferential excitation.

For the first time, a method for forming a transverse TM_{01q} -mode with radial polarization of radiation at the output of a laser with a translucent radially symmetric diffraction mirror with a center that reflects the radiation is proposed and experimentally confirmed.

The third section of the dissertation is devoted to the determination of the physical features of the space-energy characteristics with moderate and tightly focusing in free space of radiation beams with different spatial polarization of the field excited by the modes of a laser resonator based on a hollow circular dielectric waveguide. It has been shown theoretically and experimentally that for a radially polarized TM_{01} -mode with tightly focusing of radiation in the field distribution, a significant increase in the axial intensity is observed, which is due to an increase in the contribution of the longitudinal field component to the total intensity of this mode, which is absent at moderate focusing. It is shown that the linearly polarized EH_{11} -mode has a maximum field on the beam axis for both types of focusing. With tight focusing, the focal spot of this mode has the smallest diameter.

The spatial-energy characteristics of radiation beams with different spatial polarizations of the field excited by the modes of a THz laser resonator based on a hollow circular metal waveguide are theoretically investigated for moderate and tight focusing in free space. For the first time, it was established that the asymmetric TE_{11} -mode has the maximum field on the beam axis for both types of focusing, as well as the smallest diameter in the focus.

In the fourth section of the dissertation work, the possibility of controlling the parameters of the focal region of tightly focused laser radiation beams excited by the modes of a THz laser resonator based on a hollow circular dielectric waveguide is studied theoretically and experimentally for the first time. The proposed focusing system in the form of a short-focus lens, the central area of which was overlapped by absorbing masks of various diameters. It is shown that the use of absorbing masks makes it possible to reduce the beam diameter in the focal region and significantly

increase the depth of focus of the linearly polarized EH_{11} -mode and azimuthally polarized TE_{01} -mode.

The methods and schemes of formation and selection of transverse modes with different spatial polarization of the field in waveguide quasi-optical resonators proposed and studied in the dissertation 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 initial beam.

The results of laser beam focusing studies 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 proposed method of controlling tightly focused laser beams can be applied in such applications as obtaining terahertz images (including extended objects), laser ablation, and optical discharge generation, where focusing of terahertz radiation with an increased depth of focus is necessary.

Keywords: terahertz range, waveguide laser, continuous radiation, beam formation, inhomogeneous mirror, inhomogeneous polarization, dielectric resonator, metal resonator, focusing, mode, radiation control.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Дегтярев А. В., Дубинин Н. Н., Маслов В. А. Фокусировка мод металлического резонатора терагерцового лазера. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2017. № 26. С. 48–53.

URL: <https://periodicals.karazin.ua/radiophysics/article/view/10176>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

2. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Ryabykh V. N., Senyuta V. S., Topkov A. N. Generation of terahertz vector beam in the dielectric waveguide gas-discharge laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, No. 17. P. 1567–1579. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85049162428&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та аналіз результатів, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

3. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Selective properties of azimuthal-symmetric diffraction mirrors of terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, No. 20. P. 1845–1854. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85057860317&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та аналіз результатів, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

4. Vlasenko S. A., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A. Spatial and power characteristics of focused modes of the metal cavity of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, No. 5. P. 373–383. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85065465806&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків з використанням векторної теорії Релея-Зоммерфельда, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

5. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Focusing of modes with an inhomogeneous spatial polarization of the dielectric resonator of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2020. Vol. 79, No. 2. P. 105–116. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85082757677&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків з використанням векторної теорії Релея-Зоммерфельда, участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

6. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V.S. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electronics*. 2021. Vol. 51, No. 4. P. 338–342. (SCOPUS, Web of Science). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85104254839&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

7. Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Gurin O. V., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N., Senyuta V. S. Control of tightly focused laser beams in the THz range. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2021. Vol. 63, No. 11, P. 2888-2892. (SCOPUS, Web of Science).

URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85108411997&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими лазерними пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

8. Гурин О. В., Дегтярев А. В., **Дубинин Н. Н.**, Маслов В. А., Рябых В. Н. Особенности фокусировки мод металлического резонатора терагерцового лазера. *Функциональная база нанoeлектроники : материалы IX международн. науч. конф., 18–23 сент. 2017 р., Одесса, 2017. С. 203–206.*

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

9. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin 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. *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory : Proceedings 17th Int. Conf., 2-5 July 2018, Kiev, 2018. P. 226–229.*

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

10. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N. Spatial structure of focused modes with nonuniform spatial polarization of metallic resonator of a terahertz laser. *Electrical and*

Computer Engineering : Proceedings 2nd Ukr. Conf., 2–6 July 2019, Lviv, 2018.
P. 704–708.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, проведення розрахунків, обробка даних, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

11. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Muntean K. I., Ryabyh V. N. Focusing of modes for dielectric resonator of a terahertz laser. *Advanced Optoelectronics and Lasers : Proceedings 8th Int. Conf., 6–8 Sep. 2019, Sozopol, Bulgaria, 2019.* P. 255–258.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, проведення розрахунків, обробка даних, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

12. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N. Senyuta V. S. Sharp focused modes of metallic and dielectric waveguide resonators of terahertz laser. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week : Proceedings Int. Conf., 21–25 Sep. 2020, Kharkiv, 2019.* P. 684–687.

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

13. **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Changing the parameters of the focusing depth of laser beams in the THz range. *Young Professionals in Physics and Technology : Proceedings Int. Conf., 26–30 Apr. 2020, Kharkiv, 2021.* P. 41

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

14. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N. Senyuta V. S. Control of focused laser beams with different spatial polarization. *Photonics North : Proceedings Int. Conf., May 31 to June 2 2021, Quebec, Canada, 2021.* Art. 9597915.

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

15. Degtyarev A., **Dubin M.**, Gurin O., Maslov V., Muntean K., Ryabyh V., Senyuta V. Changing the parameters of tightly focused THz laser beams. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves : Proceedings 46th Int. Conf.*, 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9567397.

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

16. Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Gurin O. V., Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V S. Diffraction properties of electromagnetic waves on periodic and aperiodic gratings in hollow dielectric waveguides. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves : Proceedings 46th Int. Conf.*, 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9566946.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	19
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. ФОРМУВАННЯ, ФОКУСУВАННЯ І УПРАВЛІННЯ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ З ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ. ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ І ВИБІР НАПРЯМУ ДОСЛІДЖЕННЯ.....	29
1.1. Методи формування поляризаційно-неоднорідних мод в оптичному діапазоні	29
1.1.1. Внутрішньорезонаторні методи формування поляризаційно- неоднорідного випромінювання.....	31
1.1.2. Позарезонаторні методи формування поляризаційно- неоднорідного випромінювання.....	33
1.2. Позарезонаторні методи формування поляризаційно-неоднорідного випромінювання в терагерцовому діапазоні.....	35
1.3. Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод.....	39
1.3.1. Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод в оптичному діапазоні.....	39
1.3.2. Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод в терагерцовому діапазоні.....	42
1.4. Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами.....	46
1.4.1. Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами в оптичному діапазоні.....	47
1.4.2. Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами в терагерцовому діапазоні.....	48
Висновки до розділу 1.....	51

РОЗДІЛ 2. ФОРМУВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ МОД З ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ В ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ХВИЛЕВІДНОМУ РЕЗОНАТОРІ.....	53
2.1. Математичне моделювання квазіоптичних лазерних резонаторів з дифракційними дзеркалами.....	54
2.1.1. Багатокільцева діафрагма в діелектричному хвилеводі	54
2.1.2. Неоднорідне дзеркало в квазіоптичному хвилевідному резонаторі.....	66
2.1.3. Результати розрахунку і їх аналіз.....	69
2.2. Експериментальна установка.....	77
2.3. Формування мод нижчого порядку з азимутальною поляризацією.....	82
2.3.1. Лазерний резонатор з вхідним великомасштабним і вихідним однорідним дзеркалами.....	82
2.3.2. Лазерний резонатор з вхідним однорідним і вихідним дрібномасштабним дзеркалами	85
2.4. Формування мод нижчого порядку з радіальною поляризацією.....	91
2.5. Формування мод вищого порядку з лінійною поляризацією	99
Висновки до розділу 2.....	102

РОЗДІЛ 3. ФОКУСУВАННЯ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ З РІЗНИМ ТИПОМ ПРОСТОРОВОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ	104
3.1. Фокусування мод нижчого порядку терагерцового лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу.....	105
3.1.1. Теоретичні співвідношення.....	105
3.1.2. Результати розрахунків та їх аналіз.....	110
3.1.3. Порівняння результатів розрахунків і експериментів.....	116
3.2. Фокусування мод вищого порядку	129
3.2.1. Теоретичні співвідношення.....	129
3.2.2. Результати розрахунків та їх аналіз.....	132
3.2.3. Порівняння результатів розрахунків і експериментів.....	137
3.3. Фокусування випромінювання терагерцового лазера на основі	

	18
круглого металевого хвильоводу.....	141
3.3.1. Теоретичні співвідношення.....	141
3.3.2. Результати розрахунків та їх аналіз.....	146
Висновки до розділу 3.....	152
 РОЗДІЛ 4. УПРАВЛІННЯ ГОСТРО СФОКУСОВАНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ПУЧКАМИ.....	155
4.1. Теоретичні співвідношення і експериментальна установка.....	155
4.2. Порівняння розрахункових та експериментальних результатів	158
Висновки до розділу 4.....	165
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	167
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	170
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	187

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ТГц – терагерцовий

ХКР – хвилевідний квазіоптичний резонатор

FDTD – (від англ. finite-difference time-domain) метод скінченних різниць в часовій області

FWHM – (від англ. full width at half maximum) повна ширина на половині максимуму

NA – (від англ. numerical aperture) числова апертура

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Терагерцова область електромагнітного спектру, що лежить в діапазоні від 0,1 до 10 ТГц (3 мм – 30 мкм), в даний час представляє великий інтерес для дослідників, що працюють в різних розділах хімії, фізики, біології, матеріалознавства і медицини [1]. Даний спектральний діапазон до відносно недавнього часу був слабо освоєний в зв'язку зі складністю створення як джерел потужного терагерцового випромінювання, так і приймачів, здатних зареєструвати таке випромінювання [2].

Разом з тим, цей діапазон має низку специфічних особливостей, які роблять його дуже привабливим для широкого кола фундаментальних і прикладних досліджень [2–4]. Відомо, в ТГц діапазоні знаходиться велика кількість ліній обертальних переходів молекул, а також лінії коливальних і коливально-обертальних переходів великих молекул, в тому числі органічних, що відкриває можливості, як для їх дослідження, так і для селективного впливу на них. Терагерцові хвилі перспективні для діагностики та спектроскопії різних середовищ, включаючи розвиток методів електронного парамагнітного резонансу [5]. Терагерцове випромінювання має досить високу проникаючу здатність, тому його можна використовувати для виявлення та ідентифікації предметів, прихованих одягом, багажними упаковками і навіть бетонними стінами. Внаслідок малої енергії квантів терагерцове випромінювання є порівняно безпечним для живих організмів, і воно може бути застосовано для виявлення патологій та сторонніх утворень методами терагерцової томографії [6]. ТГц випромінювання в даний час перспективне для внутрішнього і зовнішнього зв'язку в інтегральних схемах, для цілей спектроскопії далекого інфрачервоного діапазону з роздільною здатністю в часі і хімічного визначення складу складних сполук, для створення ТГц радарів, для цілей оптичної ТГц томографії з дозволом в часі [7]. ТГц томографія і спектроскопія в даний час особливо затребувані області застосування ТГц випромінювання

у зв'язку з інтересом до розробки простих пристроїв виявлення вибухових і наркотичних речовин. А так як більшість доступних матеріалів прозорі в ТГц діапазоні, ТГц спектроскопія і томографія з дозволом в часі можуть стати оптимальним засобом дистанційного зондування.

Новим напрямком у радіофізиці та лазерній фізиці є створення лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання. Значний інтерес дослідників до пучків з неоднорідним аксіально симетричним станом поляризації став проявлятися після робіт, в яких було теоретично показано, що сфокусовані пучки з радіальним розподілом поляризації мають мінімальний розмір фокальної плями [8]. Подальші роботи показали, що зміна розподілу стану поляризації в поперечному перерізі світлових пучків дозволяє також змінювати розмір і форму фокальної плями (перетяжки) [9, 10].

В оптичному діапазоні радіально поляризовані лазерні пучки знайшли застосування при різанні металів [11], прискоренні частинок (електронів, іонів тощо) [12, 13], ближньопольної мікроскопії [14], захопленні частинок [15], плазмон-поляритонному збудженні [16, 17]. Більше того, лазерні пучки з азимутальним типом поляризації випромінювання виявляються дуже корисними для обробки матеріалів [18] свердління [19, 20], зварювання [11], молекулярній спектроскопії [21].

При розробці функціональних пристроїв ТГц-діапазону можуть бути використані штучні композитні матеріали, відомі як метаматеріали. Цей клас матеріалів характеризується незвичайними електромагнітними властивостями, такими як негативні магнітна і / або діелектрична проникність, від'ємний коефіцієнт заломлення. Одним з найбільш поширених видів метаматеріалів є метаматеріали з використанням кільцевого розімкнутого резонатора. Для ефективного збудження таких ТГц резонаторів пропонується застосовувати пучки з азимутальною поляризацією випромінювання [22].

У ТГц діапазоні пучки випромінювання з радіальним видом поляризації були вивчені як плазмон-спрямовані моди в дротяних металевих хвилеводах («metal wires»), так звані моди Зоммерфельда [23, 24]. Показано, що при

збудженні таких хвилеводів радіально поляризованими пучками ефективність зв'язку підвищується на два порядки в порівнянні з збудженням лінійно поляризованими пучками [25].

Методи і підходи формування лазерних пучків з необхідною поляризаційною структурою в терагерцовому діапазоні розвинені лише в деяких роботах і всі вони належать до позарезонаторній групі методів, запропонованих з використанням імпульсного випромінювання. У зв'язку з цим актуальним завданням квантової радіофізики є пошук простих і енергетично ефективних внутрішньорезонаторних методів формування і селекції поперечних мод із заданим станом поляризації вихідного безперервного випромінювання в квантових генераторах ТГц діапазону.

Поява нових джерел в терагерцовому діапазоні, в тому числі потужних, таких як лазери на вільних електронах [26], вимагає розвитку і вдосконалення відповідної елементної бази для управління лазерними пучками такого випромінювання. Істотним в додатках ТГц випромінювання є використання фокусувальних пристроїв. Гостре фокусування лазерного випромінювання (фокусування світла лінзами з високими значеннями числових апертур) в даний час активно використовується для формування оптичних голок, світлових тунелів і ланцюжків фокусів. Разом з тим особливості дифракції сфокусованого ТГц випромінювання вимагають спеціального дослідження при наявності помітних відмінностей від оптичної області. Значну кількість робіт [27–30] присвячено створенню лінз і дифракційних решіток терагерцового діапазону. Однак ефективне застосування когерентного терагерцового випромінювання вимагає створення елементів з достатньо широкими функціональними можливостями, зокрема, в багатьох прикладних додатках необхідне фокусування пучка в дво- та тривимірні області. В інших додатках необхідно мати можливість управління поперечно-модовим складом і поляризаційними властивостями формованого пучка. Наприклад, такі застосування, як отримання терагерцових зображень (в тому числі протяжних об'єктів), лазерна абляція, генерація оптичного розряду тощо, вимагають

фокусування терагерцового випромінювання, частіше – фокусування з підвищеною глибиною фокуса [31–32].

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Робота виконувалася на кафедрі квантової радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна в рамках держбюджетної науково-дослідної теми «Формування, діагностика та управління випромінюванням сфокусованих лазерних пучків терагерцового і іч діапазонів з неоднорідною просторовою поляризацією» (№ держреєстрації 0118U002035).

Мета і завдання дослідження. *Мета* даної роботи полягає у встановленні фізичних закономірностей формування хвильових лазерних пучків безперервного випромінювання терагерцового діапазону з неоднорідною просторовою поляризацією і в розвитку методів діагностики та управління випромінюванням сфокусованих лазерних пучків. Для досягнення цієї мети були поставлені та виконані наступні **завдання дослідження**:

- запропонувати і дослідити методи формування лазерних пучків терагерцового випромінювання з неоднорідною поляризаційною структурою поля в хвилевідних квазіоптичних резонаторах;
- розвиток теорії та методів математичного моделювання фізичних закономірностей фокусування лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією в терагерцовому діапазоні;
- створення експериментальної установки для дослідження фізичних закономірностей фокусування, діагностики й управління лазерними пучками з неоднорідною просторовою поляризацією;
- теоретично та експериментально дослідити особливості фокусування та управління лазерними пучками з неоднорідною просторовою поляризацією.

Об'єктом дослідження є фізичні процеси формування, фокусування та управління хвильовими лазерними пучками з неоднорідною просторовою поляризацією в терагерцовому діапазоні.

Предмет дослідження – закономірності формування, фокусування та управління лазерними пучками терагерцового випромінювання з неоднорідною просторовою поляризацією.

Методи дослідження. В роботі для вирішення поставлених завдань були використані методи сучасної радіофізики, обчислювальної електродинаміки і математичної фізики:

- метод кінцевих різниць у часовій області для тіл обертання (BOR FDTD) при вивченні розсіювання хвиль різної поляризації на азимутальний металевої дифракційної решітки, розміщеної всередині круглого порожнистого діелектричного хвилеводу;

- матричний метод для розрахунку модових характеристик хвилевідних лазерних резонаторів з неоднорідним дзеркалом у вигляді великомасштабної дифракційної решітки;

- векторна теорія Релея-Зоммерфельда для вивчення поширення і фокусування лазерних пучків, збуджуваних модами хвилевідного квазіоптичного резонатора в різних зонах дифракції.

Для експериментального вивчення досліджуваних явищ в роботі застосовуються добре відомі методи вимірювань ТГц діапазону.

Наукова новизна отриманих результатів.

У роботі отримано такі нові результати в терагерцовому діапазоні частот:

1. Вперше запропоновано методику розрахунків енергетичних характеристик, на основі яких створено експериментальні зразки дифракційних дзеркал з діафрагмами, що забезпечують формування мод з різною поляризацією випромінювання в хвилевідних квазіоптичних резонаторах з високим коефіцієнтом відбиття:

- теоретично встановлено і експериментально підтверджено, що вхідне відбиваюче азимутально-симетричне великомасштабне дифракційне дзеркало селекує небажані моди і формує необхідну моду з азимутальною поляризацією випромінювання;

– теоретично встановлено і експериментально підтверджено, що вхідне відбиваюче фазовоступеневе дзеркало ефективно формує вищу лінійно поляризовану EH_{12q} -моду;

– експериментально підтверджено, що напівпрозоре (до 60 %) радіально-симетричне дифракційне дзеркало ефективно селекує небажані моди і формує необхідну моду з радіальною поляризацією випромінювання.

2. Вперше теоретично та експериментально встановлені фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі лазерних пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, які збуджуються модами резонатора лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу. Показано, що в фокальній області лінзи у разі гострого фокусування лазерного пучка випромінювання, збудженого радіально поляризованою TM_{01} -моду, спостерігається значне зростання її осьової інтенсивності, обумовлене істотним зростанням в цьому випадку інтенсивності поздовжньої компоненти поля даної моди. Показано, що лінійно поляризована EH_{11} -мода має максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування і при гострому фокусуванні фокальна пляма цієї моди має найменший діаметр.

3. Теоретично встановлені просторово-енергетичні характеристики для помірного та гострого фокусування у вільному просторі лазерних пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора ТГц-лазера на основі круглого металевго хвилеводу. Вперше теоретично встановлено, що максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування, а також найменший діаметр в фокусі (при помірному фокусуванні $FWHM = 4,5\lambda$, а при гострому $FWHM = 0,97\lambda$) має несиметрична TE_{11} -мода.

4. Вперше теоретично встановлено і експериментально підтверджено можливість управління параметрами фокальної області гостро сфокусованих лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами резонатора ТГц лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвилеводу. Запропонована

фокусувальна система у вигляді короткофокусної лінзи, центральна область якої перекривалася поглинаючими масками різного розміру. Змінюючи співвідношення між розміром маски і лінзи в експерименті мінімальний діаметр пучка сфокусованої лінійно поляризованої EH_{11} -моди в фокальній області лінзи був зменшений з $1,42 \lambda$ до 1λ , тоді як довжина її фокальної перетяжки збільшена з $1,5 \lambda$ до $19,6 \lambda$; мінімальний діаметр сфокусованої азимутально поляризованої TE_{01} -моди зменшений з $2,8 \lambda$ до $2,2 \lambda$, а довжина її фокальної перетяжки збільшена з $1,4 \lambda$ до $11,9 \lambda$.

Практичне значення отриманих результатів.

Запропоновані і досліджені в дисертації методи і схеми формування та селекції поперечних мод з різною просторовою поляризацією поля в хвилевідних квазіоптичних резонаторах є практично важливими при розробці та створенні нових конструкцій лазерних систем з керованими характеристиками для наукових і прикладних досліджень – одномодових лазерів з заданою формою вихідного пучка.

Результати досліджень фокусування лазерних пучків необхідні 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.

Запропонований метод управління гостро сфокусованими лазерними пучками придатний для застосування в таких додатках, як отримання терагерцових зображень (в тому числі протяжних об'єктів), абляція, генерація оптичного розряду, де потрібно фокусування терагерцового випромінювання з підвищеною глибиною фокуса.

Результати роботи можуть бути рекомендовані для використання в організаціях: ІРЕ НАНУ (м. Харків), ННЦ ХФТІ (м. Харків), Інститут електродинаміки НАНУ (м. Київ), ІФ НАНУ (м. Київ), УКРНДІТС (м. Миколаїв)

Особистий внесок здобувача.

В роботах [33–35], написаних у співавторстві, автор запропонував і теоретично обґрунтував параметри оптимальних структур дифракційних дзеркал для формування поперечних мод з необхідною просторовою поляризацією поля в хвилевідних квазіоптичних резонаторах і брав участь в проведенні експериментів. В [36–40] автором теоретично та експериментально проведено аналіз фізичних особливостей гострого та помірного фокусування лазерних пучків випромінювання. В [39] запропонував метод управління гостро сфокусованими лазерними пучками, провів розрахунки та взяв участь в експерименті.

Апробація матеріалів дисертації. Матеріали дисертаційної роботи були представлені та доповідалися на наступних конференціях:

- IX Международная научная конференция «Функциональная база нанoeлектроники» (Одеса, 18–23 вересня 2017 р.);
- IEEE 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (Kiev, 2–5 July 2018);
- IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (Lviv, 2–6 July 2019);
- IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (Sozopol, Bulgaria, 6–8 September 2019);
- IEEE Ukrainian Microwave Week (Kharkiv, 21–25 September 2020);
- International Conference for Young Professionals in Physics and Technology (Kharkiv, 26–30 April 2020);
- Photonics North (Quebec, Canada, May 31 – June 2 2021);
- 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (Chengdu, Sichuan, China, 29 August – 3 September 2021).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані в 7 наукових статей, з них 1 стаття у науковому фаховому виданні України [38], 6 – в наукових зарубіжних виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, що включені до наукометричних

баз Scopus та Web of Science [33–37, 39], та в 9 тезах міжнародних наукових конференцій [40–48].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі анотації, вступу, чотирьох розділів, загальних висновків, списку використаних джерел, одного додатку. Повний обсяг дисертації становить 191 сторінка, з яких основний текст викладено на 152 сторінках. Робота містить 105 рисунків, 3 таблиці. Список використаних джерел містить 182 найменування.

РОЗДІЛ 1

ФОРМУВАННЯ, ФОКУСУВАННЯ І УПРАВЛІННЯ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ З ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ. ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ І ВИБІР НАПРЯМУ ДОСЛІДЖЕННЯ

1.1 Методи формування поляризаційно-неоднорідних мод в оптичному діапазоні

Лазерні пучки з азимутальним і радіальним станами поляризації випромінювання відомі з теорії відкритих резонаторів. Їх існування пов'язують з суперпозицією двох лінійно поляризованих мод TEM_{01} , які повернені одна щодо одної на 90° (Рис. 1.1) [49].

В [50] вперше експериментально в резонатор імпульсного рубінового лазера введений подвійно променезаломлений кристал кальциту, головна вісь якого була спрямована уздовж оптичної осі резонатора для поділу випромінювання з азимутальної і радіальної поляризаціями. Цей кристал був введений в телескопічний пристрій з двома лінзами, щоб збільшити розбіжність моди в кристалі, і відповідно, поляризаційну дискримінацію.

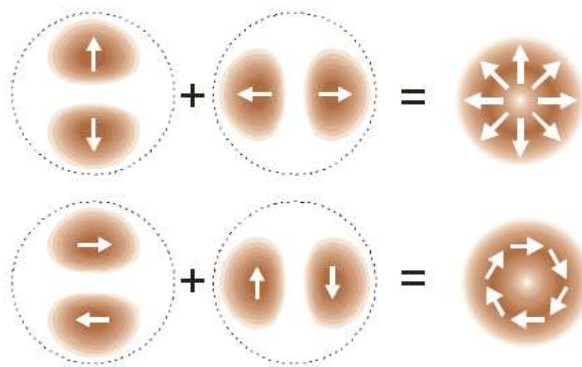


Рис. 1.1 Утворення радіально і азимутально поляризованих мод як результат суперпозиції пари лінійно поляризованих TEM_{01} мод [49]

Випромінювання, що виходить з більшості лазерів, лінійно поляризоване, або неполяризоване. Лінійно поляризоване випромінювання

зазвичай створюється введенням у резонатор вікна Брюстера або інших поляризаційно селективних елементів. Такими елементами є подвійно променезаломленні кристали, поляризатори, поляризаційні дільники пучка або поляризаційно чутливі системи накачування. Наприклад, в [51] для отримання лінійної поляризації вихідного випромінювання запропонований вивід енергії з резонатора через анізотропне дзеркало, яке представляє собою металеві смужки, нанесені на поверхню діелектричної підкладки з періодом, порівнянним з довжиною хвилі випромінювання. В [52] запропоновані лазерні дзеркала у вигляді комбінації металевої решітки малого (менше довжини хвилі) періоду та багат шарового діелектрика. В [53, 54] описано діелектричне фазоанізотропне лазерне дзеркало для нормального падіння світла, призначене для двочастотного газового лазера з лінійними ортогонально поляризованими модами. В [55] досліджена поляризація випромінювання потужних технологічних однопроменевих багатоканальних CO_2 -лазерів з дифузійним охолодженням. Визначено умови виникнення лінійної і еліптичної поляризації при обертанні поля за допомогою повернених двогранних відбивачів з кутом між гранями 90° , а також стану поляризаційної нестійкості. Випромінювання з круговою поляризацією може бути отримано розміщенням в резонаторі чвертьхвильової пластини [56], або багат шарового дзеркала [57]. Неполаризоване світло зазвичай формується в резонаторі, в якому відсутні поляризаційно-чутливі елементи.

У всіх згаданих випадках поляризація випромінювання однакова для всього просторового профілю вихідного пучка лазера. Однак існує великий клас рішень векторного хвильового рівняння, що представляють поляризаційно-неоднорідні моди з унікальними властивостями. У таких областях як голографія, інтерферометрія, спектроскопія, фотохімія і прискорювальна техніка великий практичний інтерес представляють моди з радіальним і азимутним напрямком поляризації, що мають осьову симетрію всіх параметрів лазерного променя, включаючи поляризацію. Зокрема, лазерний пучок, поляризований в радіальному напрямку, може бути корисний

для лазерного різання металів, при якій необхідно максимальне поглинання випромінювання при обробці поверхні. [58]. Азимутально поляризований пучок має мінімальні втрати при передачі через круглий порожнистий металевий хвилевід [59, 60].

В оптичному діапазоні існують дві групи методів отримання осесиметрично поляризованого випромінювання: внутрішньорезонаторна і позарезонаторна.

1.1.1 Внутрішньорезонаторні методи формування поляризаційно-неоднорідного випромінювання. Сучасні внутрішньорезонаторні методи формування вихідних пучків з азимутальною або радіальною поляризацією випромінювання засновані на введенні поляризаційно-селективних елементів у лазерний резонатор, розміщуючи їх на дзеркалах резонатора, або окремим оптичним елементом всередині його.

Теоретична модель для отримання аномальних векторних пучків Бесселя з поляризацією, що залежить від відстані поширення, запропонована в роботі [61]. Розрахована на основі геометричної оптики спіральна щілина дозволяє ввести безперервну фазову затримку, яка використовується для генерації двох вихрових пучків Бесселя з протилежною хіральністю і топологічними зарядами. Потім когерентним накладенням цих двох вихрових пучків Бесселя генерується аномальний векторний пучок Бесселя, який має поляризацію, залежну від відстані поширення. Довільний вид поляризації може бути отриманий шляхом зміни відстані.

На сьогодні активно проводяться дослідження щодо формування поляризаційно-неоднорідних мод в волоконних лазерах.

В роботі [62] автори отримали циліндричні векторні пучки в волоконному лазері з пасивною синхронізацією мод, заснованої на нелінійному обертанні поляризації. У резонаторі був розміщений модоселективний елемент зв'язку, що складається як з одномодового, так і з двомодового волокна, який діє як перетворювач мод з моди LP_{01} в моду LP_{11} . Повністю волоконний лазер з активною синхронізацією мод, що випромінює

циліндричний векторний пучок продемонстровано в [63]. Внутрішньорезонаторна маломодова оптоволоконна брегівська решітка, вписана в коротку ділянку чотирьохмодового волокна, використовується для забезпечення функцій вибору мод і фільтрації спектру. Зв'язок мод досягається за рахунок зрощування зі зміщенням одномодового волокна і чотирьохмодового волокна у резонаторі лазера. Шляхом регулювання стану поляризації в резонаторі лазера були отримані пучки як з радіальною, так і з азимутальною поляризацією з високою модовою чистотою. Автори роботи [64] пропонують і демонструють волоконний лазер з пасивною синхронізацією мод з резонатором в формі вісімки, який генерує імпульсний циліндричний векторний пучок на виході на основі модульного селективного елемента зв'язку. Модовий селективний елемент зв'язку, що складається з двомодового волокна і стандартного одномодового волокна, використовується як внутрішньорезонаторний перетворювач поперечних мод, так і як роздільник мод з низькими внесеними втратами близько 0,65 дБ (Рис. 1.2).

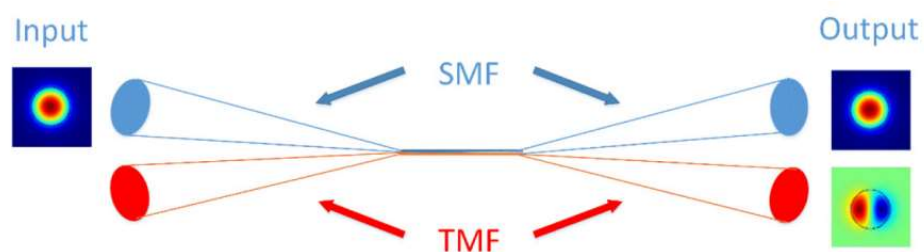


Рис. 1.2 Схема модульного селективного елемента зв'язку [64]

В [65] було продемонстровано, що лазер на волокні, легований ітербієм, випромінює азимутально поляризоване світло з високою потужністю і ефективністю. Кристал подвійно променезаломленого ванадату ітрію в ньому використовувався в якості дискримінатора внутрішньорезонаторній поляризації. Потужність лазера досягала 3,94 Вт при диференціальній ефективності 71 %. Дане дослідження довело, що ефективний і потужний векторний волоконний лазер буде реалістичним при використанні простого і недорогого кристала з подвійним променезаломленням в якості

поляризаційного дискримінатору. В [66] повідомляється про іттербієвий волоконний лазер, який може одночасно випромінювати радіально і азимутально поляризовані пучки на основі оптичних елементів з фазою Панчаратнама-Беррі.

В [67] демонструється просторовий резонатор, що складається з потрійного аксіконного ретрорефлектора і чотирьох чвертьхвильових фазових пластин, які можуть безпосередньо виводити радіально поляризовані пучки в системі CO_2 -лазера з швидким осьовим потоком. Ретрорефлектор з потрійним аксиконом є селективним елементом азимутально поляризованих променів, а чвертьхвильові фазові сповільнювачі перетворюють азимутально поляризовані пучки в радіально поляризовані.

Монолітні лазери на мікрочіпах складаються з тонкого шару лазерного кристала, в якому дзеркала резонатора нанесені безпосередньо на торці. Хоча така конструкція робить дані лазери дуже компактними і надійними, вона не дозволяє використовувати внутрішньорезонаторні методи формування лазерного пучка для створення складних світлових полів. Автори [68] долають дане обмеження і демонструють генерування складних світлових полів у вигляді векторно-вихрових пучків безпосередньо з лазера. Зміна параметрів накачування і температурного градієнта по поверхні кристала в даній роботі використовується для управління як інтенсивністю, так і поляризацією вихідної моди. У підсумку в [68] демонструється лазерна генерація суперпозиції мод Лагерра-Гаусса з нульовим радіальним і ненульовим азимутальним індексом.

1.1.2 Позарезонаторні методи формування поляризаційно-неоднорідного випромінювання. До позарезонаторних методів формування вихідних пучків з азимутальною або радіальною поляризацією можна віднести складання когерентних пучків, перетворення поляризації лазерних пучків, а також використання хвилевідних перетворювачів поляризації лазерного пучка.

В [69, 70] вперше запропоновані два інтерферометричні методи перетворення лінійно поляризованих пучків і пучків з круговою поляризацією в радіально поляризовані пучки з використанням випромінювання іонного аргонного і CO_2 -лазерів. Методи засновані на лінійній комбінації ортогонально поляризованих TEM_{01} і TEM_{10} пучків, які мають спеціальні профілі інтенсивності і фази, що формуються за допомогою спіральних фазових пластинок.

Генерація і аналіз як інтенсивності, так і фази оптичного вихрового пучка, що виникає в результаті суперпозиції вихрових пучків Ейрі представлена в [71]. В [72, 73] розроблена і експериментально випробувана оптична система для перетворення поляризації модових пучків He-Ne-лазера з лінійної в аксіально-симетричну, а також в поляризацію з різноманітною неоднорідною структурою. Схема була заснована на когерентному додаванні модових пучків з використанням фазових дифракційних решіток, що дозволяють змінювати міжмодовий фазовий зсув без застосування додаткових елементів.

В [74] пропонується метод генерації циліндричних векторних вихрових пучків з різними топологічними зарядами з використанням лінійно поляризаційних векторних оптичних генераторів. Автори роботи [75] пропонують теоретично і експериментально реалізують генерацію чистих векторних пучків Лагерра-Гаусса з використанням гауссових пучків через q -пластини. Отримано загальний вираз для векторних пучків, що генеруються порожніми гауссовими пучками з довільною поляризацією.

В [76] наведено метод крос-поляризованої модуляції для створення векторних вихрових пучків шляхом зміни фаз ортогональних компонент поляризації світлових пучків. Два підходу до крос-поляризаційної модуляції продемонстровані для пучків з ортогональною круговою поляризацією. Фазами компонент ортогональної кругової поляризації світлових пучків можна гнучко управляти, використовуючи поляризаційну чутливість

просторових модуляторів світла, що призводить до зміни топологічних зарядів і порядків поляризації.

В [77] показано лінійну залежність між поляризацією основної моди та циліндричних векторних мод на сфері Пуанкаре першого порядку у волокні. Метод заснований на чотирьохмірних комплексних матрицях Джонса. Ефективний і надійний метод генерації векторних пучків з використанням однофазного просторового модулятора світла запропонований в роботі [78]. За допомогою цього методу лінійно поляризований гаусів пучок може бути перетворений в векторний пучок з довільно регульованими поляризацією, фазою і амплітудою.

1.2 Позарезонаторні методи формування поляризаційно-неоднорідного випромінювання в терагерцовому діапазоні

Методи і підходи формування лазерних пучків з необхідною поляризаційною структурою в ТГц діапазоні розвинені лише в декількох статтях і більшість з них належать до позарезонаторної групи методів. Відсутність компактних і досить потужних перестроювальних джерел випромінювання, доступних для наукових досліджень, стримує розвиток досліджень в цьому напрямку.

Одним з таких методів формування лазерного випромінювання з просторово-неоднорідною поляризацією в ТГц діапазоні є використання метаповерхонь, що мають різні структури. Ґрунтуючись на векторній теорії дифракції, в [79] представлена прозора метаповерхня з кремнію, яка може перетворювати лінійно поляризований гауссовський пучок у радіально поляризований кільцевий пучок. В [80] пропонується загальний метод генерації циліндричних векторних пучків з використанням діелектричних метаповерхонь. Заснований даний метод на управлінні суперпозицією двох вихідних пучків з поперечною круговою поляризацією. Генерація ахроматических пучків Ейрі в [81] експериментально продемонстрована з використанням кремнієвих метаповерхневих пристроїв. В [82] представлені

технічні характеристики та детальний аналіз ТГц ширококутового перетворювача крос-поляризації, що складається з одношарової метаповерхні (Рис. 1.3). Це пристрій може перетворювати лінійно поляризоване світло в його крос-поляризацію в режимі пропускання.

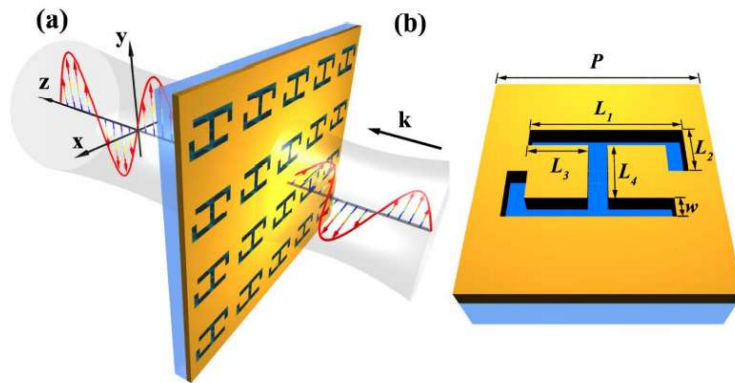


Рис. 1.3 Принципова схема одношарового перетворювача лінійної поляризації [82]

Ще одним способом генерації лазерних пучків з необхідною поляризацією є використання різних дифракційних оптичних елементів і кристалів. В [83] запропонована схема генерації ТГц вихрових пучків за допомогою дифракційних елементів. В роботі [84] описано проектування і виготовлення цілого ряду дифракційних елементів. Продемонстровано, що ці дифракційні елементи генерують пучки Бесселя нульового порядку з помітно підвищеною ефективністю перетворення в порівнянні з аксиконами. Схема генерації векторного ТГц пучка запропонована в [85]. Для регулювання поляризації ТГц випромінювання в даній роботі використовується субхвильова металева решітка. В [86] запропонований і продемонстрований простий спосіб генерації циліндричних векторних пучків в ТГц області за допомогою оптичного випрямлення в сегментованих нелінійних кристалах з тривісною симетрією. При генерації циліндричних векторних ТГц пучків були використані сегментовані GaP пластини і отримані розподілення інтенсивності генерованого пучка за допомогою ТГц камери.

Для встановлення необхідної поляризації ТГц випромінювання в роботі [87] використовується субхвильова металева решітка (Рис. 1.4). Розподілення амплітуди і фази терагерцового пучка динамічно регулюється за допомогою синтезованої голограми.

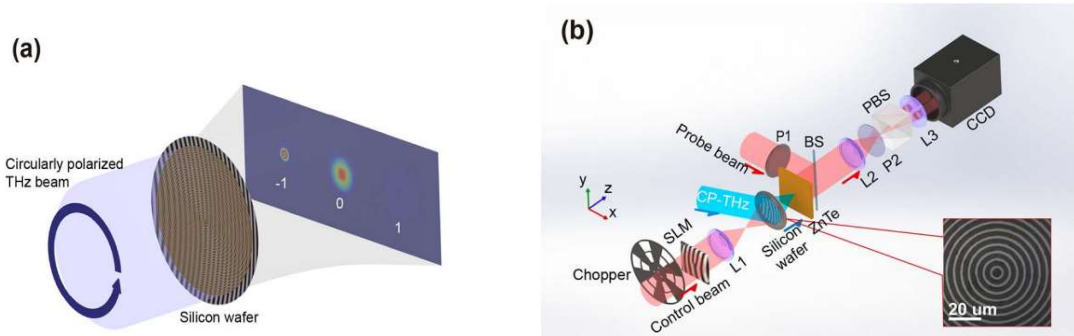


Рис. 1.4 Експериментальна установка для отримання векторного терагерцового пучка. (а) Схема генерації векторного ТГц пучка. (б) Експериментальна установка [87]

Простий спосіб виготовлення q -пластини, яка дозволяє генерувати ТГц циліндричні векторні пучки, представлено в [88]. Згенеровані циліндричні пучки в даній роботі були виміряні шляхом візуалізації в тимчасовій області. Про перетворення інфрачервоного векторного пучка в ТГц вихрові пучки з використанням кубічного кристала ZnTe повідомляється в [89]. Автори роботи провели теоретичний аналіз, який демонструє, як інфрачервоний азимутальний векторний пучок може бути перетворений в ТГц пучок.

В [90] показана генерація радіально поляризованих ТГц пучків шляхом оптичного детектування в геометрії Черенкова при використанні невідповідності швидкості на відміну від традиційного підходу генерації лінійно поляризованого ТГц випромінювання. Компактна система реалізується за допомогою кристала ZnTe накачуванням надшвидким Yb- волоконним підсилювачем. В [91] описана генерація і детектування імпульсного ТГц випромінювання з радіальною і азимутальною поляризацією мікроструктурованими фотопровідними антенами. Для цього геометрія

електродів емітера вибирається зворотною необхідної формі ТГц поля, а друга періодична структура запобігає небажані інтерференційні ефекти.

В [92] досліджується генерація ТГц випромінювання шляхом взаємодії двох однакових гауссових лазерних пучків з різними частотами в просторово-модульованому середовищі наночастинок графіту. Передбачається, що середовище містить сферичні наночастинки графіту двох різних конфігурацій: в першій конфігурації електричні поля лазерних пучків паралельні вектору нормалі до базисної площини структури графіту, тоді як у другій конфігурації електричні поля перпендикулярні вектору нормалі базисної площини. Взаємодія електричних полів лазерів з електронними хмарами наночастинок створює пондеромоторну силу, яка, в свою чергу, призводить до створення макроскопічного електронного струму в напрямку лазерної поляризації і на частоті биття, який може генерувати ТГц випромінювання. Створення векторного пучка шляхом налаштування геометричної фази ліво - і правополяризованих пучків з круговою поляризацією показано в [93].

В роботі [94] повідомляється про пряму генерацію вихрових імпульсів ТГц діапазону за допомогою оптичної різницевої частоти між двома чирпованими імпульсами в ближній інфрачервоній області з різними топологічними зарядами. Пряма генерація векторного пучка ТГц діапазону з кристалів нелінійної оптики, GaSe і CdSe, досліджена в [95] на основі їх властивостей одновісного подвійного променезаломлення і ефективної нелінійної сприйнятливості. В результаті кільцевий пучок з шестикратною симетрією був створений за допомогою GaSe, а ідеальний профіль був отриманий з CdSe з використанням сфокусованих оптичних векторних пучків.

Лінійні і циркулярно-поляризовані ТГц вихрові пучки в [96] генеруються шляхом прийняття пластини ТГц четвертинної хвилі і спіральних фазових пластин з топологічними зарядами. Використовуючи технологію ТГц цифрового голографічного зображення, поздовжні компоненти ТГц вихорів з різною поляризацією і топологічними зарядами когерентно вимірюються і систематично аналізуються в умовах фокусування.

1.3 Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод

1.3.1 Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод в оптичному діапазоні. Гостре фокусування світла з певною поляризацією створює характерні розподілення електромагнітного поля у фокальній області і відіграє важливу роль в різних додатках, таких як скануюча лазерна мікроскопія, взаємодія світла з речовиною і маніпуляції з мікрочастинками.

В [97] досліджується узагальнена модель векторної дифракції для гострого фокусування світла з довільним початковим станом поляризації (Рис. 1.5). Показано, що у такій моделі сфокусоване поле довільного падаючого електричного вектору може бути розраховане як когерентна суперпозиція сфокусованих полів двох ортогональних компонент поляризації з різницею амплітуди і фази. На основі узагальненої векторної моделі дифракції автори роботи [97] вивчили розподілення сфокусованих полів як просторово-однорідних, так і просторово-неоднорідних поляризацій.

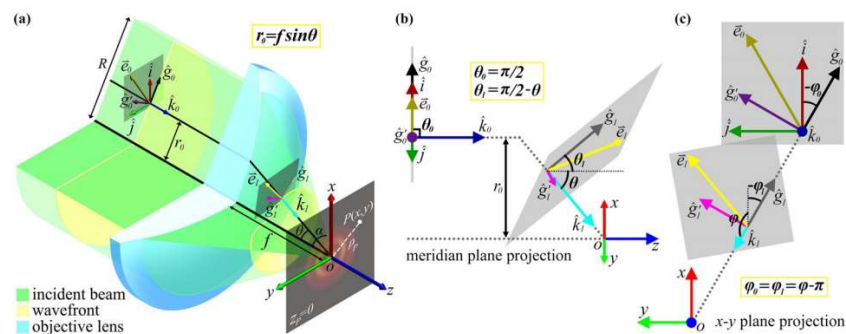


Рис. 1.5 Фокусування пучка з довільною поляризацією і фазовими станами падаючого пучка. (a) Геометрія процесу фокусування; (b) Проекція меридіональної площини, що включає падаючий пучок і оптичну вісь; (c) Проекція площини x-y від напрямку поширення пучків [97]

Для опису поширення сфокусованого лазерного випромінювання можна використовувати відразу кілька методів.

В [98] за допомогою формул Річардса-Вольфа моделювалося гостре фокусування циліндричного векторного пучка лінзою з числовою апертурою $NA = 0,95$. Використовуючи цю ж методику в [99] показано, що при гострому фокусуванні без вихрового поля з осьовою симетрією (наприклад, пучка Гаусса або пучка Бесселя-Гаусса нульового порядку) і круговою поляризацією в фокальній площині формується субхвильова фокусна пляма, навколо якої потік енергії поширюється по спіралі. Це пояснюється перетворенням кругової поляризації (спіновий кутовий момент поля) в орбітальний кутовий момент поблизу фокуса, хоча на самій оптичній осі орбітальний кутовий момент дорівнює нулю. За допомогою формалізму Річардса-Вольфа в [100] отримані загальні формули для проєкцій векторів напруженості електричного і магнітного полів поблизу гострого фокусу оптичного вихору з топологічним зарядом m і азимутальною поляризацією порядку n осі в площині фокуса. Використовуючи формули Річардса - Вольфа в [101] описується фокусування циліндричного векторного пучка другого порядку широкоапертурною лінзою, обмеженою кільцевою апертурою. Показано, що можна збільшити область негативних значень проєкції вектору Пойнтінга на оптичну вісь, збільшивши глибину фокуса за допомогою кільцевої апертури.

На основі векторної теорії Релея-Зоммерфельда непараксіальна дифракція гауссових вихрових пучків з початкової радіальної поляризацією досліджена в [102]. Отримані вирази для радіальної, азимутальної і поздовжньої складових поля. В [103] на основі векторних формул Релея-Зоммерфельда в непараксіальному наближенні досліджено поведінку поширення пучка Лагерра-Гаусса нижчого порядку з азимутальним станом поляризації. Наведено аналітичні вирази для радіальної, азимутальної і поздовжньої компонент електричного поля з довільним цілочисельним топологічним зарядом, сфокусованого тонкою лінзою. Аналітичні формули для опису гострого фокусування векторного пучка Лагерра-Гаусса з просторовим розподілом станів поляризації в рамках теорії Релея-Зоммерфельда запропоновані в [104].

Чисельно за допомогою FDTD- моделювання в [105] показано, що при освітленні спіральної металінзи з аморфного кремнію з топологічним зарядом $m = 1$, числовою апертурою 1 і фокусною відстанню, рівною довжині хвилі, поблизу її поверхні формується гострий фокус у вигляді круглої плями (при освітленні світлом з TE - поляризацією) або кільця (при освітленні світлом TM -поляризацією). В [106] продемонстровано, що гостро сфокусований циліндричний векторний пучок m -го порядку створює зворотний потік енергії в фокальній області ($m = 2$). При $m = 3$ зворотний потік енергії на осі дорівнює нулю, а поблизу осі він збільшується пропорційно квадрату відстані до осі. Чисельно за допомогою методу FDTD і формул Річардса-Вольфа було показано, що у фокусі зонної пластинки такі лазерні пучки мають компоненти вектору Пойнтінга, протилежні напрямку поширення пучка.

В [107] теоретично (на основі узагальненої теорії Лоренца-Мі) і експериментально вивчено вплив різних фокусувальних параметрів, таких як коефіцієнт сферичної аберації, числова апертура фокусувальної лінзи і розміри радіально, азимутально і лінійно поляризованих пучків.

Властивості сфокусованого полого гауссова пучка зі зміною радіальної поляризації теоретично досліджені в [108]. Крім того, порожнистий гаусів пучок отриманий в експериментальній оптичній системі з меншою числовою апертурою.

Автори роботи [109] запропонували тип пучків з гострою автофокусуванням для створення і посилення поздовжньо поляризованих полів з субхвильовими розмірами пучка. Було показано, що пучки з гострим автофокусуванням можуть автоматично сфокусуватися і мати такі ж фокусувальні властивості, що і лінза з високою числовою апертурою; радіально поляризований пучок створює сильне поздовжнє поле, а азимутально поляризований – ні.

На сьогоднішній день також актуальні дослідження з фокусування пучків вищих порядків. Гостре фокусування циліндричного векторного пучка другого порядку за допомогою гіперболічної секансної градієнтної лінзи

досліджено в [110]. Показано, що лінза формує зворотний потік енергії поблизу своєї тіньової поверхні. Автори роботи [111] демонструють регулювання поздовжніх електричних полів, що виникають в результаті гострого фокусування лазерних пучків високого порядку, і вивчають їх просторовий розподіл у трьох вимірах. В роботі [112] змодельована фокусування циліндричного векторного пучка другого порядку градієнтною лінзою Мікаеляна. Автори роботи [113] запропонували метод, заснований на сфері Пуанкаре, для представлення станів поляризації радіально поляризованих векторних пучків Лагерра-Гауса високого порядку. Гостре фокусування пучків високого порядку з різною просторовою поляризацією вивчено в [114]. В [117] проведено дослідження гострого фокусування поляризаційно-неоднорідних лазерних пучків високого порядку методами ближньопільної мікроскопії.

1.3.2 Методи фокусування поляризаційно-неоднорідних мод в терагерцовому діапазоні. Багато застосувань: отримання ТГц зображень, м'яка абляція, генерація оптичного розряду та інше – вимагають фокусування ТГц випромінювання в задану двовимірну область [115, 116]. Важливим компонентом в ТГц діапазоні є ТГц лінза.

Фокусування електричного поля на основі суперколювання планарною лінзою пропонується в [118]. Дана планарна лінза розрахована на довжину хвилі (λ) 118,8 мкм, її радіус 160λ , фокусна відстань 210λ і числова апертура 0,606. Експеримент авторів демонструє субхвильове фокусування електричних полів. Поляризаційно-незалежна діелектрична метаповерхня з субхвильовим періодом $0,4\lambda$ запропонована в [119]. Планарная лінза терагерцового діапазону на основі такої метаповерхні була розроблена для довжини хвилі $\lambda = 118,8$ мкм з фокусною відстанню 100λ , радіусом 300λ , числовою апертурою 0,95 і виготовлена з пластини кремнію. Через свою поляризаційну незалежність дана металінза може застосовуватися для субхвильових гостро сфокусованих ТГц пучків з різною поляризацією. В [120]

на основі повністю діелектричної метаповерхні для фокусування ТГц хвиль запропонована металінза з розміром фокуса $0,39 \lambda$.

Розробка дифракційних лінз для ТГц діапазону продемонстрована в [121] з використанням технології прямої лазерної абляції. Два типу зразків, такі як лінза з зональної пластиною Сорі і багаторівнева фазокоригуюча лінза Френеля, були виготовлені з металевої фольги і кристалічного кремнію відповідно. Характеристики фокусування вздовж оптичної осі пучка квантового каскадного лазера по відношенню до кута позиціонування зразка вивчалися за допомогою мікроболометричної камери. Зразок бінарного фазового профілю продемонстрував значення посилення фокусування і розміру сфокусованого пучка до 25 дБ і 0,15 мм ($2,4 \lambda$), відповідно. Можливість створення кремнієвої дифракційної чотирирівневої лінзи Френеля ТГц діапазону методом лазерної абляції досліджена в роботі [122]. Для формування мікрорельєфу на поверхні зразка використовувався фемтосекундний Yb:YAG-лазер з високою частотою проходження імпульсів ($f = 200$ кГц). Характеристики дифракційного оптичного елемента були досліджені в пучку лазера на вільних електронах на довжині хвилі 141 мкм.

В роботі [123] теоретично досліджується фокусувальна лінза на основі графенової метаповерхні, яка складається з прямокутної апертурних решіток (Рис.1.6).

Динамічне управління або інтенсивністю в фокусі, або фокусною відстанню для терагерцових хвиль з круговою поляризацією може бути досягнуто шляхом рівномірного регулювання енергії Фермі графена. В [124] описана дифракційна структура, яка ефективно фокусує ТГц випромінювання і складається з двох кіноформ, розділених підкладкою у вигляді плоскопаралельної пластинки. Автори роботи [125] розробили, сконструювали і описали решітку, яка фокусує електромагнітне випромінювання діелектричного хвилеводу на визначених частотах.

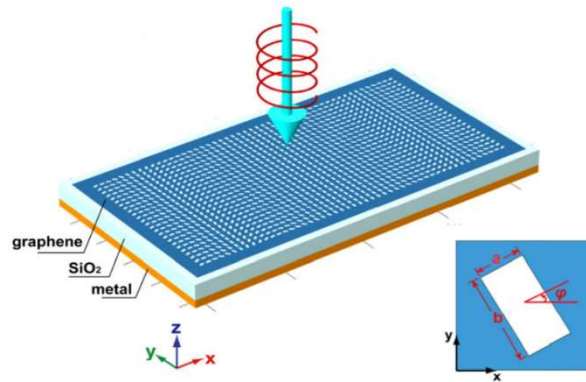


Рис. 1.6 Схематичне зображення графенової метаповерхневої лінзи. На вставці показаний вид зверху однієї елементарної комірки метаповерхні, де визначені геометричні параметри апертури [123]

Автори статті [126] використовували ТГц мікроскопічну візуалізацію для вимірювання радіально поляризованого пучка, що поширюється через фокус, і в перший раз змогли експериментально отримати характерний фазовий зсув Гуї для його поперечної і поздовжньої складових. Для цього була розроблена процедура, яка дозволила отримати просторовий розподіл геометричній фази ТГц поля при поширенні через фокус. Поздовжні електромагнітні поля у сфокусованих ТГц пучках радіальної і лінійної поляризації отримані в [127]. Використання електрооптичних детектування, яке є фазочутливим, дозволяє вибірково визначати поздовжні і поперечні компоненти поля. Виявлено зсув фази $\pi/2$ між поперечної і поздовжньої компонентами поля. В [128] досліджена поздовжньо поляризована (z -поляризована) терагерцова хвиля шляхом фокусування ТГц-пучка, який генерується з плазмового шнура і індукується фемтосекундним лазерним імпульсом. В експерименті спостерігається радіально поляризоване поле в колімірований області і z -поляризоване поле при фокусуванні. Максимальне значення z -поляризованого ТГц електричного поля досягало 1,0 кВ / см.

В [129] показане оптимальне фокусування поверхневих плазмових поляритонів в центрі металевого диска, освітленого радіально поляризованими ТГц імпульсами. Шляхом підбору циліндричної симетрії металевої структури з поляризованим ТГц полем поверхневі плазмони

збуджуються по всій її окружності (Рис. 1.7). Перешкоди в центрі диска створюють гостру, залежне від частоти фокальна пляма, яка добре описується функцією Бесселя нульового порядку.

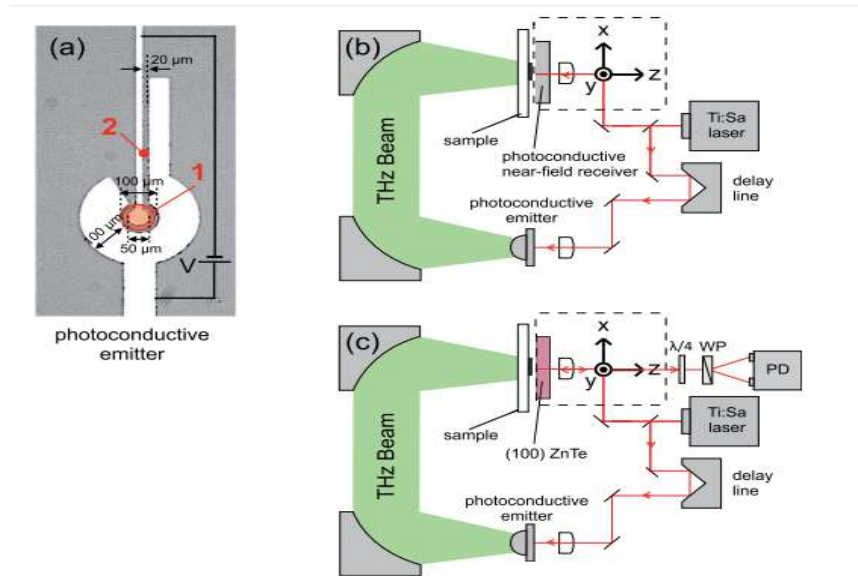


Рис. 1.7 Електродна структура фотопровідної антени, здатної випромінювати радіально, а також лінійно поляризовані ТГц імпульси при освітленні в областях 1 і 2 відповідно [129]

Далі автори роботи [129] зіставляють розподіл полів на диску і порівнюють результати з чисельним моделюванням.

Вимірювання властивостей сфокусованого ТГц пучка з використанням ТГц цифрової голографічної системи обробки зображень (Рис. 1.8) описано в [130]. Поперечні і поздовжня компоненти вектору поляризації в області фокусної точки отримані в [130] з використанням нелінійних кристалів ZnTe з різною орієнтацією оптичних осей. Така техніка візуалізації забезпечує ефективний метод представлення векторного дифракційного процесу ТГц хвилі.

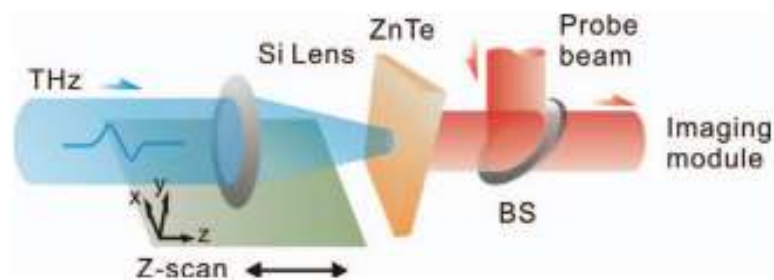


Рис. 1.8 ТГц цифрова голографічна система [130]

Автори статті [131] показали, що можна зробити дифракційні оптичні елементи, які можуть працювати в ТГц діапазоні і отримувати необхідні двовірні розподілення інтенсивності в фокальній площині. Поліпшення в цій області пов'язано з виготовленням мікро рельєфів зі збільшенням кількості рівнів квантування, що може підвищити дифракційну ефективність кремнієвих дифракційних оптичних елементів, які використовуються для фокусування пучків випромінювання ТГц в довільні фокальні форми.

1.4 Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами

Сучасний етап розвитку лазерних технологій вимагає подальшого вдосконалення методів управління параметрами випромінювання. В даний час лазерні пучки ефективно застосовуються в таких областях, як фотолітографія [132], зберігання даних високої щільності [133], конфокальна мікроскопія [134], біомедична діагностика [135], технологічні процеси обробки металів [136], високошвидкісний зв'язок [137], прискорення елементарних частинок [138]. При цьому в багатьох з перерахованих застосувань потрібне вміння управляти різними параметрами пучка.

У процесах обробки матеріалів потрібно забезпечити певний стан поляризації пучка випромінювання. У лазерній спектроскопії високої роздільної здатності необхідна прецизійна перестройка частоти випромінювання. Мінімальний розмір плями важливий в конфокальній мікроскопії, зберіганні даних високої щільності. Збільшення протяжності фокальної області використовується при прискоренні електронів і в процесах

обробки матеріалів.

1.4.1 Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами в оптичному діапазоні.

Запропоновано і експериментально підтверджено в [139] метод створення свехдовгої оптичної голки шляхом фокусування азимутально поляризованого пучка (Рис. 1.9).

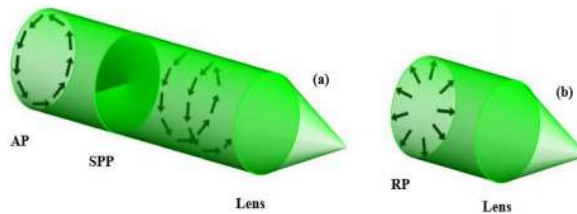


Рис. 1.9 Модель фокусування азимутально і радіально поляризованих пучків [139]

Автори роботи [139] продемонстрували перевагу використання азимутально поляризованого пучка для створення свехдовгої оптичної голки. Досліджено зміну розподілу інтенсивності плями фокусування при різних числових апертурах і ширині кілець і дана відповідна функціональна залежність. Результати показують, що оптична голка з субхвильовою плямою і свехдовгою глибиною фокусування може бути створена за допомогою азимутально поляризованого вихрового пучка, сфокусованого лінзою з високою числовою апертурою.

Можливе подовження фокуса гостро сфокусованого пучка в напрямку, перпендикулярному оптичній осі, показано в [140]. Запропонований підхід був заснований на формуванні фаз Панчаратнам-Беррі. Розрахунки показують, що поперечне посилення є керованим і залежить від фазового індексу в фазі Панчаратнама-Беррі, тим самим створюючи фокус з налаштовувальною довжиною і субхвильовою шириною в фокальній площині.

Компоненти прецизійної мікрооптики з наноструктурованою поверхнею для управління поляризацією і фазою лазерного випромінювання розглянуті в [141]. Такі компоненти включають субхвильові дифракційні ґрати, які

пропускають або відбивають світло, локально змінюють свій напрямок і фактор заповнення, але приблизно зберігають період і глибину рельєфу, деталі якого можуть становити десятки і сотні нанометрів для видимого діапазону довжин хвиль. Детально аналізуються малосекторні дифракційні поляризатори, що перетворюють лінійну поляризацію в кругову або азимутальну, а також субхвильові бінарні мікролінзи для гострого фокусування лазерного світла.

Властивості подвійного кільцевого азимутально поляризованого сфокусованого пучка, що проходить через лінзу з високою числовою апертурою вивчені в [142]. Показано, що поблизу фокусу досягається субхвильова фокальна область з досить великою глибиною фокуса ($\sim 26\lambda$). Автори [143] демонструють конструкцію багаторівневої дифракційної лінзи, яка дозволяє збільшити глибину фокуса, більш ніж на 4 порядки. Конструкція фокусувальних масок, що дозволяє забезпечити більшу глибину фокуса, представлена в [144]. Метод створення таких масок заснований на використанні масивах кілець з різними амплітудними значеннями. Принципи управління лазерним пучком за допомогою поляризаційних решіток у вигляді дифракційних хвильових пластин продемонстровані в [145].

1.4.2 Методи управління поляризаційно-неоднорідними модами в терагерцовому діапазоні. Автори статті [146] показали, що можна зробити дифракційні оптичні елементи, які можуть працювати в ТГц діапазоні і отримувати необхідні двомірні розподілення інтенсивності в фокальній площині. Поліпшення в цій області пов'язано з виготовленням мікрорельєфів зі збільшенням кількості рівнів квантування що може підвищити дифракційну ефективність кремнієвих дифракційних оптичних елементів, які використовуються для фокусування пучків ТГц випромінювання в довільні фокальні форми.

В [147] наведені результати дослідження кремнієвого бінарного дифракційного оптичного елемента – фокусатора ТГц лазерного випромінювання з гауссова пучка в співвісний відрізок (Рис 1.10).

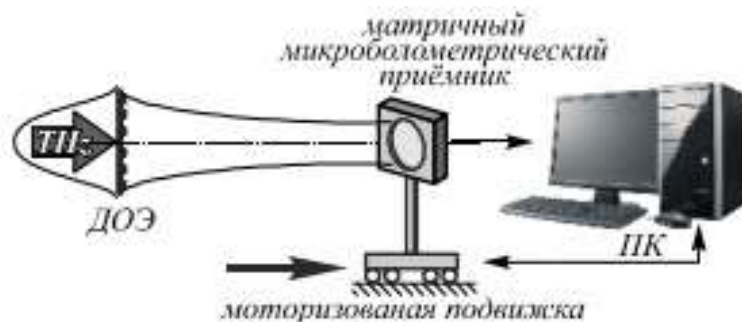


Рис. 1.10 Оптична схема експерименту на лазері вільних електронах [147]

В [148] наведені опис технології виготовлення і перші результати дослідження кремнієвого бінарного дифракційного оптичного елемента - фокусатора терагерцового лазерного випромінювання з гауссова пучка в квадрат.

Автора роботи [149] пропонують і експериментально демонструють планарну лінзу з субдифракційним фокусуванням в дальній зоні, що складається з субхвильової концентричної кільцевої структури, для довжини хвилі $118,8 \text{ мкм}$ з фокусною відстанню 420λ і радіусом 160λ . Шляхом використання процесу травлення кремнію виготовлена субхвильова фокусувальна лінза (Рис. 1.11).

Результати експериментів показують, що плоска лінза може генерувати субхвильову голку довжиною $19,7\lambda$ в фокальній області вздовж оптичної осі. Більш того, найменша фокусна пляма з поперечним розміром $1,2\lambda$ менше дифракційної межі $1,476\lambda$.

Підхід до реалізації керованої поляризацією ТГц суперфокусування з використанням спіральної матриці Архімеда в поєднанні з канавкою запропоновано і експериментально продемонстровано в [150]. Регульована по інтенсивності фокусна пляма ТГц діапазону, що перевищує дифракційну межу було реалізовано шляхом управління поляризацією падаючих хвиль ТГц діапазону.

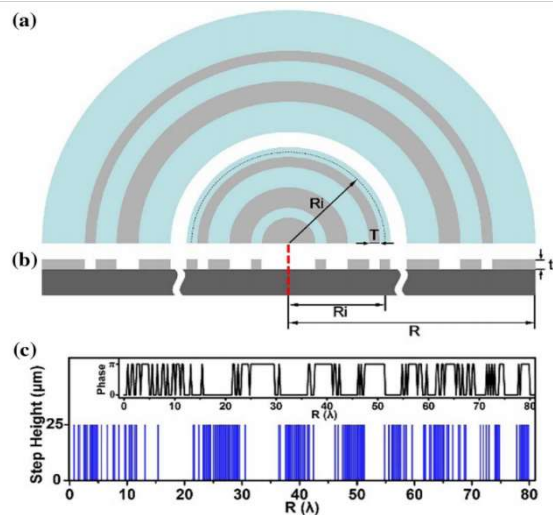


Рис. 1.11 Принципова схема оптимізованої конструкції лінзи: (а) вид зверху на структуру лінзи; (б) зображення лінзи в поперечному перерізі в залежності від діаметра; (с) розподіл ступені субхвильової структури по висоті в залежності від радіуса лінзи, який становить лише перші 80λ частини на правій стороні лінзи [149]

Автора роботи [151] пропонують і експериментально демонструють спрямований пристрій на основі метаповерхні, що складається з геометричної метаповерхні з просторово-поверненими мікростержнями і металевими ґратами, які можуть одночасно керувати фазою, поляризацією і напрямом поширення хвиль, що призводить до асиметричного фокусування в ТГц діапазоні. ТГц метаповерхня на основі графену, що працює як збиральна лінза падаючої плоскої хвилі ТГц діапазону, розроблена і експериментально реалізована в [152]. Конструкція включає в себе конструкцію С-образних апертурних резонаторів і одношарового графену для досягнення динамічного управління фазової затримкою розсіювання шляхом регулювання напруги затвора графену. Результати моделювання та експериментів авторів роботи [152] показують, що сконструйована лінза може налаштовувати фокус ТГц діапазону до $\sim 3,33\lambda$.

Висновки до розділу 1

Таким чином, проведений огляд літератури показує, що в квантовій радіофізиці активно розвивається новий науковий напрямок, пов'язаний з внутрішньорезонаторним і позарезонаторним формуванням просторово неоднорідних мод з необхідним станом поляризації, а також з фокусуванням та управлінням цих мод.

В оптичному діапазоні запропоновані, як внутрішньорезонаторні, так позарезонаторні методи формування вихідних пучків із заданим станом поляризації. Однак, вони дають далеко не повне і комплексне рішення проблем і відрізняються досить високою складністю виготовлення лазерних систем і відповідно їх вартістю. При внутрішньорезонаторному формуванні такі методи вимагають введення складних додаткових оптичних елементів в резонатор для забезпечення формування мод з просторово-неоднорідною поляризацією, а при позарезонаторним формуванні ці методи відрізняються високою чутливістю до заданого початкового профілю випромінювання.

Методи і підходи формування лазерних пучків з необхідною поляризаційною структурою в ТГц діапазоні розвинені лише в декількох роботах і всі вони належать до позарезонаторній групі методів. Відсутність компактних і досить потужних джерел випромінювання, які можна перестроювати, стримує розвиток досліджень в цьому напрямку.

У зв'язку з цим актуальним завданням квантової радіофізики є пошук нескладних і енергетично ефективних внутрішньорезонаторних методів формування і селекції поперечних мод із заданим станом поляризації вихідного випромінювання в квантових генераторах ТГц діапазону, що і стало однією з цілей досліджень автора, описаних в даній роботі.

Також в оптичному діапазоні встановлені фізичні принципи фокусування лазерних променів з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання, показана можливість управління світловими полями з субхвильовими розмірами областей локалізації енергії. Для ТГц діапазону фокусувальні властивості лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією вивчені лише в невеликій кількості робіт. У даних роботах

досліджувалося випромінювання міліватних генераторів субпікосекундних широкосмугових імпульсів фемтосекундних лазерів. Такий підхід призводить до досить високої складності виготовлення лазерних систем. Для розширення можливостей науково-технічних застосувань актуальним є дослідження розподілів інтенсивності в фокальній області фокусувальної системи при різних типах неоднорідної просторової поляризації безперервного ТГц випромінювання.

Значну кількість робіт присвячено створенню лінз і дифракційних решіток терагерцового діапазону, однак ефективне застосування когерентного терагерцового випромінювання вимагає створення елементів з більш широкими функціональними можливостями, зокрема, в багатьох додатках необхідне фокусування пучка в задані дво- та тривимірні області, в інших додатках необхідно мати можливість управління поперечно-модовим складом і поляризаційними властивостями сформованого пучка. Такі застосування, як отримання терагерцових зображень (в тому числі протяжних об'єктів), абляція, генерація оптичного розряду тощо, вимагають вивчення умов фокусування терагерцового випромінювання з підвищеною глибиною фокуса.

РОЗДІЛ 2

ФОРМУВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ МОД З ПРОСТОРОВО- НЕОДНОРІДНОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ В ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ХВИЛЕВІДНОМУ РЕЗОНАТОРІ

У багатьох застосуваннях ТГц лазерного випромінювання його стан поляризації є важливим параметром, що визначає результат взаємодії цього випромінювання з речовиною. У ряді таких завдань необхідно використовувати лазерний пучок, що володіє осью симетрії, в тому числі і поляризаційною. В цьому випадку лазерний пучок з однорідним розподілом вектора електричного поля (електричний вектор лінійно поляризований і має загальний напрямок по всьому поперечному перетину пучка) виявляється неприйнятним. При круговій поляризації параметри взаємодії випромінювання з речовиною виявляються усередненими, а значить, неоптимальними ні з точки зору мінімальних втрат, ні з точки зору максимального поглинання [153]. В даний час великий практичний інтерес викликають вісесиметричні лазерні пучки з радіальною і азимутальною поляризаціями випромінювання.

Важливе місце в дослідженнях вісесиметрично поляризованого випромінювання займає проблема його отримання [154]. Відомо кілька основних методів вирішення цього завдання: використання конічного відбивача або брюстерівського конічного вікна в резонаторі, наведене вісесиметричне подвійне променезаломлення в активному елементі твердотілого лазера, поляризаційний ефект Зеемана в вісесиметричну магнітному полі, позарезонаторне формування вісесиметрично поляризованих лазерних пучків з пучків з круговою та лінійною поляризацією. Всі з перерахованих методів є технічно складними або їх застосування обмежене випромінюванням низької інтенсивності. Останнім часом в оптичному діапазоні розвивається напрямок, пов'язаний з використанням дифракційних дзеркал з високою поляризаційною селективністю. Спеціальний рисунок їх

рельєфу забезпечує максимальну добротність моди з заданим напрямом поляризації [155].

Методи і підходи формування лазерних пучків з необхідною поляризаційною структурою в терагерцовому діапазоні розвинені лише в декількох роботах і всі вони належать до позарезонаторної групи методів. Відсутність компактних і досить потужних джерел, що перестроюються, ТГц випромінювання стримує розвиток наукових і прикладних досліджень в цьому напрямку. У зв'язку з цим актуальною задачею є пошук простих і енергетично ефективних внутрішньорезонаторних методів формування і селекції поперечних мод із заданим станом поляризації вихідного випромінювання в квантових генераторах ТГц діапазону.

У даному розділі представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень закономірностей внутрішньорезонаторного формування поперечних мод з просторово-неоднорідною поляризацією в діелектричному резонаторі ТГц лазера ($\lambda = 0,4326$ мм).

2.1 Математичне моделювання квазіоптичних лазерних резонаторів з дифракційними дзеркалами

2.1.1 Багатокільцева діафрагма в діелектричному хвилеводі. Добре відомо, що у порожнистому діелектричному хвилеводі існують моди TE -, TM - і EH -типу. Запишемо вирази для поперечних компонент електричного поля всередині хвилеводу ($r < a$) для випадку, коли довжина хвилі набагато менша радіуса хвилеводу $\lambda \ll a$ [157]:

– для TE_{0m} -мод

$$E_{\varphi}^{(m)}(r, \varphi) = A_m J_1(u_{0m} r / a), \quad (2.1)$$

– для TM_{0m} -мод

$$E_r^{(m)}(r, \varphi) = B_m J_1(u_{0m} r / a), \quad (2.2)$$

– для EH_{nm} -мод (індекс n може бути в тому числі і від'ємним [158])

$$E_{\varphi}^{(nm)}(r, \varphi) = C_{nm} J_{n-1}(u_{nm} r / a) \cos(n\varphi), \quad (2.3)$$

$$E_r^{(nm)}(r, \varphi) = C_{nm} J_{n-1}(u_{nm} r / a) \sin(n\varphi), \quad (2.4)$$

де u_{nm} – m -й корінь рівняння $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$. Константи A_m , B_m і C_{nm} можуть бути визначені з наступної умови ортонормування:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^a \left(E_r^{(i)}(r, \varphi) E_r^{(j)}(r, \varphi) + E_{\varphi}^{(i)}(r, \varphi) E_{\varphi}^{(j)}(r, \varphi) \right) r dr d\varphi = \delta_{i,j}. \quad (2.5)$$

При цьому верхні індекси i та j відповідають різним модам, а просторовий розподіл поля визначається за формулами (2.1) – (2.4).

Відзначимо що, в порожнистому діелектричному хвилеводі крім мод (2.1) – (2.4) також існують комбіновані моди, які представляють собою суперпозицію деяких розглянутих вище мод (наприклад $TE_{0m} + EH_{2m}$) [159]. Поле для таких комбінованих мод визначається як сума відповідних виразів із формул (2.1) – (2.4).

У нескінченному регулярному порожнистому діелектричному хвилеводі всі моди поширюються незалежно. Однак на неоднорідностях відбувається взаємодія різних мод і перетворення енергії одних типів мод в інші. У даній роботі проведено дослідження дифракції мод із аксіально-симетричною великомасштабною діафрагмою, що складається з металевих кілець. Через наявність аксіальної симетрії при дифракції на діафрагмі кутова залежність полів не змінюється. Однак, моди з різними радіальними залежностями поля (з різними радіальними індексами) будуть взаємодіяти на аксіально-симетричній діафрагмі і перетворюватися одна в іншу. Таким чином, моди TE_{0m} (TM_{0m}) можуть перетворюватися в моди свого класу, але з іншими радіальними індексами TE_{0k} (TM_{0k}). Аналогічно моди EH_{nm} можуть перетворюватися в моди EH_{nk} , а також у моди EH_{-nk} , які мають таку ж

аксіальну залежність полів (див. формули (2.3) – (2.4)).

У методі кінцевих різниць у часовій області для тіл обертання (BOR-FDTD) досліджувані поля розкладаються в ряд по незалежним кутовим гармонікам [160]:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \sum_{m=0}^{\infty} (\vec{e}_u \cos(m\varphi) + \vec{e}_v \sin(m\varphi)), \\ \vec{H} &= \sum_{m=0}^{\infty} (\vec{h}_u \cos(m\varphi) + \vec{h}_v \sin(m\varphi)).\end{aligned}\quad (2.6)$$

Це дозволяє перетворити тривимірні рівняння Максвелла в двовимірну задачу для незалежних кутових мод у циліндричних координатах ρ, z .

У цьому випадку формули поновлення для компонент полів можна легко отримати з рівнянь Максвелла в циліндричній системі координат [160, 161]. Рівняння для компонент u і v з (2.6) ідентичні, в подальшому ці індекси опущені.

Формули поновлення для електричного поля:

$$\begin{aligned}e_{\rho}|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2} &= e_{\rho}|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(h_{\varphi}|_{i+1/2, k}^n - h_{\varphi}|_{i+1/2, k+1}^n \right) - \\ &\quad - \frac{m \Delta t / \varepsilon}{(i+1/2) \Delta r} h_z|_{i+1/2, k+1/2}^n, \\ e_{\varphi}|_{i, k+1/2}^{n+1/2} &= e_{\varphi}|_{i, k+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta r} \left(h_z|_{i-1/2, k+1/2}^n - h_z|_{i+1/2, k+1/2}^n \right) + \\ &\quad + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(h_{\rho}|_{i, k+1}^n - h_{\rho}|_{i, k}^n \right), \\ e_z|_{i, k}^{n+1/2} &= e_z|_{i, k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon i \Delta r} \left[(i+1/2) h_{\varphi}|_{i+1/2, k}^n - \right. \\ &\quad \left. - (i-1/2) h_{\varphi}|_{i-1/2, k}^n + m h_{\rho}|_{i, k}^n \right].\end{aligned}\quad (2.7)$$

Формули поновлення для магнітного поля:

$$\begin{aligned}
h_\rho|_{i,k}^{n+1} &= h_\rho|_{i,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(e_\varphi|_{i,k+1/2}^{n+1/2} - h_\varphi|_{i,k-1/2}^{n+1/2} \right) - \\
&\quad - \frac{m \Delta t}{\mu i \Delta r} e_z|_{i,k}^{n+1/2}, \\
h_\varphi|_{i+1/2,k}^{n+1} &= h_\varphi|_{i+1/2,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(e_z|_{i+1,k}^{n+1/2} - e_z|_{i,k}^{n+1/2} \right) + \\
&\quad + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(e_\rho|_{i+1/2,k-1/2}^{n+1/2} - e_\rho|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} \right), \\
h_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1} &= h_z|_{i+1/2,k+1/2}^n + \\
&\quad + \frac{\Delta t}{(i+1/2) \mu \Delta r} \left(i e_\varphi|_{i,k+1/2}^{n+1/2} - (i+1) e_\varphi|_{i+1,k+1/2}^{n+1/2} + \right. \\
&\quad \left. + m e_\rho|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} \right).
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Де Δt , Δz і Δr – крок по часу і просторовий (поздовжній і радіальний) кроки відповідно. Надрядковий індекс n описує крок по часу індекс $t = n \Delta t$, підрядкові індекси i і k – це просторові радіальні і поздовжні індекси $r = i \Delta r$, $z = k \Delta z$ відповідно. Формули (2.7) – (2.8) дозволяють розрахувати значення компонент поля в позаосьових точках ($r \neq 0$). У випадку з осьовими точками ($r = 0$) інша ситуація [160]: для різних кутових індексів використовуються різні рівняння.

Якщо $m=0$ тільки

$$e_z|_{0,k}^{n+1/2} = e_z|_{0,k}^{n-1/2} + \frac{4 \Delta t}{\varepsilon \Delta r} h_\varphi|_{1/2,k}^n. \tag{2.9}$$

Якщо $m = 1$, $e_\varphi \neq 0$ і $h_\rho \neq 0$

$$\begin{aligned}
e_\varphi|_{0,k+1/2}^{n+1/2} &= e_\varphi|_{0,k+1/2}^{n-1/2} - \frac{2 \Delta t}{\varepsilon \Delta r} h_z|_{1/2,k+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(h_r|_{0,k+1/2}^n - h_r|_{0,k}^n \right), \\
h_\rho|_{0,k}^{n+1} &= h_\rho|_{0,k}^n - \frac{\Delta t}{\mu \Delta r} e_z|_{1,k}^{n+1/2} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left(e_\varphi|_{0,k+1/2}^{n+1/2} - e_\varphi|_{0,k-1/2}^{n+1/2} \right).
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Описана вище явна кінцево-різницева схема стає нестабільною при певному виборі просторового та кроку по часу. Чисельна границя стабільності

для кроку по часу, використовуваного в алгоритмі BOR-FDTD, може бути емпірично представлена у вигляді $\Delta t \leq \Delta x / sc$. Де Δx – це просторовий крок, $s \approx 1/(m+1)$ для $m > 0$, і $s = \sqrt{2}$ для $m = 0$ [160]. Таким чином, формули поновлення (1.7) – (1.8) дозволяють обчислити значення компонент поля в наступні моменти часу через значення компонент поля в попередні моменти часу.

У описаній числовій схемі застосовуються деякі граничні умови для обмеження розрахункової області. Ці умови повинні моделювати вільний простір. Із цією метою були використані умови у вигляді ідеально узгодженого шару (PML) [160]. На підставі методики, запропонованої в роботі [161], всередині PML шару

$$\begin{cases} \text{rot} \dot{\vec{H}} = j\omega \hat{\epsilon} \dot{\vec{E}}, \\ \text{rot} \dot{\vec{E}} = -j\omega \hat{\mu} \dot{\vec{H}}. \end{cases} \quad (2.11)$$

Далі показано побудову PML для r -напрямку, для z -напрямку PML будується аналогічно. Тут вводяться такі тензори діелектричної і магнітної проникності

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} = \hat{\mu} = \hat{s} &= \begin{bmatrix} S_\rho^{-1} S_\varphi S_z & 0 & 0 \\ 0 & S_\rho S_\varphi^{-1} S_z & 0 \\ 0 & 0 & S_\rho S_\varphi S_z^{-1} \end{bmatrix}, \\ S_\rho &= \kappa_\rho + \sigma_\rho / j\omega, \quad S_z = 1, \quad S_\varphi = K_\varphi + \Sigma_\varphi / j\omega, \\ K_\varphi &= \left(\rho_0 + \int_{\rho_0}^{\rho} \kappa_\rho(\rho') d\rho' \right) / \rho, \quad \Sigma_\varphi = \left(\int_{\rho_0}^{\rho} \sigma_\rho(\rho') d\rho' \right) / \rho. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Значення S_z дорівнює одиниці, що означає відсутність поглинання у z -напрямку. Значення κ_ρ і σ_ρ у (2.12) мають наступну залежність від радіальної координати (де $r_{\max}$ – максимальна радіальна координата для PML, параметри $\sigma_{\max}$, $\kappa_{\max}$ і a повинні змінюватися, для отримання мінімального відбиття)

$$\begin{aligned}
\kappa(r) &= 1 + \left[(r - r_-) / r_- - r_- \right] (\kappa_- - 1), \\
\sigma(r) &= \sigma_- \left[(r - r_-) / r_- - r_- \right], \\
\kappa(r) &= \int \kappa(r') dr' = (r - r_-) (\kappa(r) + m) / r(m + 1) + r_- / r, \\
\sigma(r) &= \int \sigma(r') dr' = \sigma(r) (r - r_-) / r(m + 1).
\end{aligned} \tag{2.13}$$

У результаті, формули поновлення компонент поля всередині PML шару мають такий вигляд:

для розрахунку e_ρ

$$\begin{aligned}
e_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^n &= L_{i+1/2}^\varphi e_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2} - S L m_{i+1/2}^\varphi q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2}, \\
q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^n &= q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2} - L S m_{i+1/2}^r d_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2}, \\
d_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2} &= d_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(h_\varphi \Big|_{i+1/2, k}^n - h_\varphi \Big|_{i+1/2, k+1}^n \right) - \\
&\quad - \frac{m \Delta t / \varepsilon}{(i + 1 / 2) \Delta r} h_z \Big|_{i+1/2, k+1/2}^n,
\end{aligned} \tag{2.14}$$

$$q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2} = q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^n + L S p_{i+1/2}^r d_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2},$$

$$e_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2} = e_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^n + S L p_{i+1/2}^\varphi p_{i+1/2}^\varphi q_\rho \Big|_{i+1/2, k+1/2}^{n+1/2},$$

для розрахунку e_φ

$$\begin{aligned}
e_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^n &= e_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n-1/2} - LSm_i^\varphi q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n-1/2}, \\
q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^n &= L_i^r q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n-1/2} - SLm_i^r d_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n-1/2}, \\
d_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2} &= d_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta r} \left(h_z \Big|_{i-1/2,k+1/2}^n - h_z \Big|_{i+1/2,k+1/2}^n \right) + \\
&\quad + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left(h_\rho \Big|_{i,k+1}^n - h_\rho \Big|_{i,k}^n \right), \\
q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2} &= q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^n + SLp_i^r d_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2}, \\
e_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2} &= e_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^n + LSp_i^\varphi q_\varphi \Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2},
\end{aligned} \tag{2.15}$$

для розрахунку e_z

$$\begin{aligned}
e_z \Big|_{i,k}^n &= L_i^\varphi e_z \Big|_{i,k}^{n-1/2} - LSm_i^\varphi q_z \Big|_{i,k}^{n-1/2}, \\
q_z \Big|_{i,k}^n &= L_i^r q_z \Big|_{i,k}^{n-1/2} - SLm_i^r q_z \Big|_{i,k}^{n-1/2}, \\
d_z \Big|_{i,k}^{n+1/2} &= d_z \Big|_{i,k}^{n-1/2} + \frac{(i+1/2)\Delta t}{\varepsilon i \Delta r} h_\varphi \Big|_{i+1/2,k}^n - \\
&\quad - \frac{(i-1/2)\Delta t}{\varepsilon i \Delta r} h_\varphi \Big|_{i-1/2,k}^n + \frac{m\Delta t}{\varepsilon i \Delta r} h_r \Big|_{i,k}^n, \\
q_z \Big|_{i,k}^{n+1/2} &= q_z \Big|_{i,k}^n + SLp_i^r d_z \Big|_{i,k}^{n+1/2}, \\
e_z \Big|_{i,k}^{n+1/2} &= e_z \Big|_{i,k}^n + LSp_i^\varphi q_z \Big|_{i,k}^{n+1/2},
\end{aligned} \tag{2.16}$$

для розрахунку h_ρ

$$h_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2} = L_i^{\varphi} h_{\rho}\Big|_{i,k}^n - SLm_i^{\varphi} a_{\rho}\Big|_{i,k}^n,$$

$$a_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2} = a_{\rho}\Big|_{i,k}^n - LSm_i^r b_{\rho}\Big|_{i,k}^n,$$

$$b_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1} = b_{\rho}\Big|_{i,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} \left(e_{\varphi}\Big|_{i,k+1/2}^{n+1/2} - e_{\varphi}\Big|_{i,k-1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{m\Delta t}{\mu i \Delta r} e_z\Big|_{i,k}^{n+1/2}, \quad (2.17)$$

$$a_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1} = a_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2} + LSp_i^r b_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2},$$

$$h_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1} = h_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2} + SLp_i^{\varphi} a_{\rho}\Big|_{i,k}^{n+1/2},$$

для розрахунку h_{φ}

$$h_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2} = h_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^n - LSm_{i+1/2}^{\varphi} a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^n,$$

$$a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2} = L_{i+1/2}^r a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^n - LSm_{i+1/2}^r b_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^n,$$

$$\begin{aligned} b_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1} &= b_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^n + \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} \left(e_z\Big|_{i+1,k}^{n+1/2} - e_z\Big|_{i,k}^{n+1/2} \right) + \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} \left(e_r\Big|_{i+1/2,k-1/2}^{n+1/2} - e_r\Big|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} \right), \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1} = a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2} + SLp_{i+1/2}^r b_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2},$$

$$h_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1} = h_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2} + LSp_{i+1/2}^{\varphi} a_{\varphi}\Big|_{i+1/2,k}^{n+1/2},$$

для розрахунку h_z

$$\begin{aligned}
h_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} &= L_{i+1/2}^\phi h_z|_{i+1/2,k+1/2}^n - SLm_{i+1/2}^\phi a_z|_{i+1/2,k+1/2}^n, \\
a_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} &= L_{i+1/2}^r a_z|_{i+1/2,k+1/2}^n - SLm_{i+1/2}^r b_z|_{i+1/2,k+1/2}^n, \\
b_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1} &= b_z|_{i+1/2,k+1/2}^n + \frac{i\Delta t}{(i+1/2)\mu\Delta r} e_\phi|_{i,k+1/2}^{n+1/2} - \\
&\quad - \frac{(i+1)\Delta t}{(i+1/2)\mu\Delta r} e_\phi|_{i+1,k+1/2}^{n+1/2} + \frac{m\Delta t}{(i+1/2)\mu\Delta r} e_r|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2}, \\
a_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1} &= a_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} + SLp_{i+1/2}^r b_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2}, \\
h_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1} &= h_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2} + SLp_{i+1/2}^\phi a_z|_{i+1/2,k+1/2}^{n+1/2}.
\end{aligned} \tag{2.19}$$

При цьому вводяться наступні коефіцієнти, що залежать від радіальної координати

$$\begin{aligned}
L_i^{r,\phi} &= \left(2\kappa_i^{r,\phi} - \sigma_i^{r,\phi} \Delta t\right) / \left(2\kappa_i^{r,\phi} + \sigma_i^{r,\phi} \Delta t\right), \\
LSp_i^{r,\phi} &= \left(2\kappa_i^{r,\phi} + \sigma_i^{r,\phi} \Delta t\right) / 2, SLp_i^{r,\phi} = \left(LSp_i^{r,\phi}\right)^{-1}, \\
LSm_i^{r,\phi} &= \left(2\kappa_i^{r,\phi} - \sigma_i^{r,\phi} \Delta t\right) / 2, SLM_i^{r,\phi} = \left(LSm_i^{r,\phi}\right)^{-1}.
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Для розрахунку компонент поля в (2.14) – (2.19) ми використовуємо допоміжні змінні $q_{\rho,\phi,z}, d_{\rho,\phi,z}$ (для розрахунків електричного поля) і $a_{\rho,\phi,z}, b_{\rho,\phi,z}$ (для розрахунків магнітного поля). Важливо відзначити, що у формулах (2.14) – (2.19) деякі компоненти поля розраховуються за межами звичайної «leap-frog» сітки по часу [160] (компоненти електричного поля обчислюються в цілочисельних точках по часу $e_\rho|_{i+1/2,k+1/2}^n, q_\rho|_{i+1/2,k+1/2}^n, e_\phi|_{i,k+1/2}^n, q_\phi|_{i,k+1/2}^n, e_z|_{i+1/2,k+1/2}^n, q_z|_{i+1/2,k+1/2}^n$, а

компоненти магнітного поля, розраховуються в напівцілочисельних точках по часу $h_r|^{n+1/2}, a_r|^{n+1/2}, h_\varphi|^{n+1/2}, a_\varphi|^{n+1/2}, h_z|^{n+1/2}, a_z|^{n+1/2}$).

Ці додаткові змінні мають лише символічні індекси по часу. Вони запроваджені для зручності розрахунків (при розрахунку за допомогою формули (2.14) потрібна тільки одна змінна для значень $e_\rho|^{n-1/2}, e_\rho|^{n+1/2}$, які оновлюються тільки у формулі (2.14)) за допомогою виразів (2.14) – (2.19) і не апроксимують реальні значення поля в ці моменти часу.

Схема обчислювальної PML області діелектричного хвилеводу з кільцевою діафрагмою наведено на Рис 2.1. Для перевірки впливу PML області на розрахункову схему проведено порівняння поля на відстані однієї комірки від PML з полем у цій точці, розрахованим у разі більшого радіального розміру розрахункової області. З цього дослідження отримано, що похибка границь PML області близька до 0,15 %.

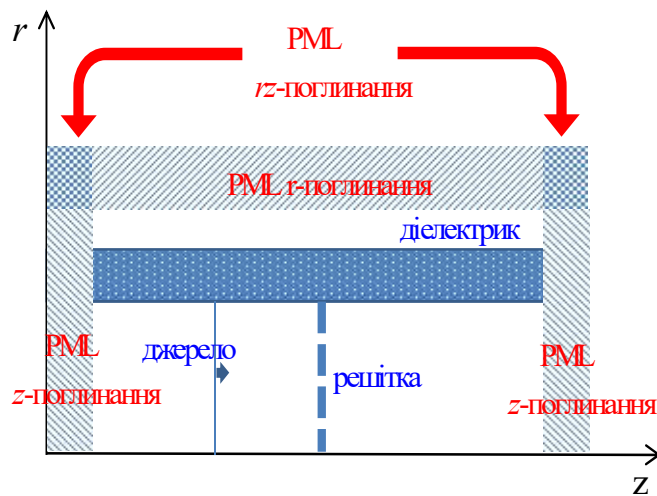


Рис. 2.1 Схема обчислювальної області діелектричного хвилеводу з кінцевою діафрагмою

Для збудження розрахункової області в поперечному розподілу хвилеводу до діафрагми створюється розподіл поля, відповідний просторовому розподілу досліджуваної моди (див. формули (2.1) – (2.4)). Залежність по часу поля вибирається у вигляді гармонійної функції з відповідною частотою, яка плавно вмикається для того щоб знизити вплив стрибкоподібної зміни поля при

$t = 0$ [161]. Після цього проводиться розрахунок зміни поля в досліджуваній структурі до встановлення стаціонарного режиму. Для визначення коефіцієнтів відбиття і проходження обчислюються величини C_{mi} в поперечних перетинах z_1 і z_2 перед і після решітки

$$C_{mi} = \int_0^{2\pi} \int_0^a \left(E_r(r, \varphi, z_i) E_r^{(m)}(r, \varphi) + E_\varphi(r, \varphi, z_i) E_\varphi^{(m)}(r, \varphi) \right) r dr d\varphi. \quad (2.21)$$

$E_r^{(m)}(r, \varphi)$ і $E_\varphi^{(m)}(r, \varphi)$ є розподілами поля, що відповідні m -ої моди, (див. формули (2.1) – (2.3)), розраховані за допомогою BOR FDTD алгоритму. Якщо збуджується мода з номером p , то коефіцієнт відбиття по потужності в цю моду дорівнює $(C_{p1} - 1)^2$, а коефіцієнти відбиття (перетворення) в інші моди рівні $(C_{p1} - 1)^2$ (падаюча хвиля має одиничну потужність), коефіцієнт проходження в цю та інші моди обчислюється як C_{m2}^2 .

Для розрахунків коефіцієнтів відбиття комбінованих мод слід взяти до уваги те, що складові цих мод (наприклад, моди TE_{0m} і EH_{1m} для $TE_{0m} + EH_{1m}$) дифрагують незалежно один від одного на аксіально-симетричній діафрагмі. Спочатку проводиться розрахунок для кожної з цих мод окремо, а після цього з отриманих результатів з урахуванням амплітуди кожної зі складових можуть бути визначені коефіцієнти відбиття і проходження для комбінованої моди.

Також слід оцінити вплив діелектричної підкладки на характеристики розсіювання різних мод. При теоретичних розрахунках ця частина не моделюється в описаній вище схемі FDTD, тому що це призводить до значного збільшення часу, необхідного для досягнення стаціонарного режиму за великої кількості перевідбиттів між діелектричними стінками шару (попередньо можна оцінити, що це призведе до збільшення розрахункового часу в 5 – 10 разів).

Таким чином, для моделювання підкладки використовується наступний підхід. Припустимо, що коефіцієнти відбиття і проходження для підкладки рівні коефіцієнтам відбиття і проходження для нескінченного шару. Як відомо,

коефіцієнти Френеля по потужності для півпростору з показником заломлення n , що знаходиться у вільному просторі, рівні $R = (n-1)^2 / (n+1)^2$, $T = 4n / (n+1)^2$. Коефіцієнти відбиття і проходження для шару товщиною L рівні

$$R_L = R + T^2 R \Delta (1 - R^2 \Delta^2), T_L = T^2 \Delta (1 - R^2 \Delta^2), \Delta = e^{ikL}. \quad (2.22)$$

Тут у фазовому множнику Δ використовується стала поширення k для досліджуваної моди в хвилеводі. В результаті є дві неоднорідності: решітка та підкладка. Коефіцієнти відбиття і проходження для решітки, що отримані з описаного вище BOR FDTD алгоритму, позначимо, як R_g і T_g . Тоді повні коефіцієнт відбиття R_Σ та проходження T_Σ для решітки, розташованої на діелектричній підкладці (на діелектричному шарі), можуть бути отримані з урахуванням перевідбиттів між решіткою і шаром в наступному вигляді

$$\begin{aligned} R_\Sigma &= R_g + T_g R_L T_g + T_g R_L R_g R_L T_g + T_g R_L R_g R_L R_g R_L T_g + \dots, \\ T_\Sigma &= T_g T_L + T_g R_L R_g T_L + T_g R_L R_g R_L R_g T_L + \dots. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Після простих перетворень отримаємо

$$R_\Sigma = R_g + T_g R_L T_g / \left[1 - (R_L R_g)^2 \right], T_\Sigma = T_g T_L / \left[1 - (R_L R_g)^2 \right]. \quad (2.24)$$

Поданий алгоритм моделювання діелектричної підкладки було перевірено порівнянням з результатами повного FDTD моделювання.

Описаний обчислювальний алгоритм було апробовано в статті [162] для розрахунку поширення сигналів в діелектричному хвилеводі, а також при вирішенні задачі про розсіяння електромагнітних хвиль на азимутально-симетричній металевій дрібномасштабній діафрагмі у діелектричному хвилеводі для діелектрика без втрат [163], для діелектрика з втратами [164], метод урахування діелектричної підкладки описаний в [165].

2.1.2 Неоднорідне дзеркало в квазіоптичному хвилевідному резонаторі. Геометрія досліджуваного хвилевідного резонатора, утвореного надрозмірним діелектричним хвилеводом круглого поперечного перетину, закритого на одному торці плоским дзеркалом, а на іншому – дифракційним дзеркалом у вигляді кільцевої діафрагми наведено на Рис 2.2.

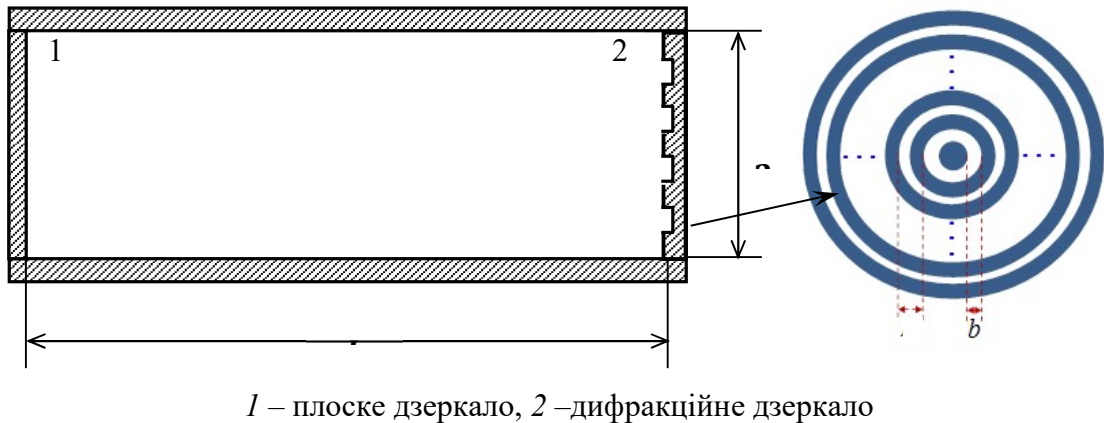


Рис. 2.2 Схема хвилевідного квазіоптичного резонатора

Діаметр хвилеводу (апертуру відбивачів) довжиною L позначимо через $2a$. Будемо припускати, що виконано умови квазіоптичного наближення [166]: усі розміри резонатора більші довжини хвилі λ ($L/\lambda \gg 1$, $a/\lambda \gg 1$), а повздовжні розміри більші поперечних ($L/a \gg 1$). Залежність від часу, пропорційну $\exp(-i\omega t)$ ($\omega = ck$, c – швидкість світла у вакуумі, $k = 2\pi/\lambda$), далі опущена.

Теоретичний підхід до розрахунку хвилевідних резонаторів засновано на прийнятій для квазіоптичних систем інтерпретації процесу формування типів коливань як інтерференції поширених назустріч один одному хвильових пучків, що відбиваються рефлекторами, а також відображення шуканих функцій розподілу поля розкладанням по модам відповідного хвилеводу [167, 168]. Обмежуючись вісесиметричним випадком для дзеркал, взаємодія зустрічних пучків з дзеркалом 1 описується функцією амплітудно-фазової корекції $\Phi_1(\rho) = 1$ ($\rho = r/a$ – відносна радіальна координата), а з дзеркалом 2

– функцією амплітудно-фазової корекції $\Phi_2(\rho)$, що запропонована в [169] і має вигляд:

$$\Phi_2(\rho) = \begin{cases} 1, & Nl/a \leq \rho \leq Nl/a + d/a, \\ 0, & Nl/a + d/a < \rho \leq (N+1)l/a, \end{cases} \quad (2.25)$$

де $d = l - b$, l – період неоднорідної кільцевої структури;

b – ширина діелектричного кільця на періоді структури;

N – число періодів у структурі.

Комплексна амплітуда компоненти поля хвильового пучка, що поширюється від дзеркала 1 до дзеркала 2 на розкриві останнього, шукається у вигляді

$$U(\rho, \varphi) = \sum_{m=1}^M C_m U_m^{(0)}(\rho, \varphi) e^{i\gamma_m L}, \quad (2.26)$$

де $U_m^{(0)}(\rho, \varphi)$ – функції, які характеризують моди порожнистого діелектричного хвильоводу відповідного класу симетрії;

φ – кутова координата;

γ – сталі поширення хвилевідних мод відповідного класу;

Число M членів у розкладанні (2.26) визначається необхідною точністю розрахунку.

Ця компонента після взаємодії хвилі з відбивачем на його розкриві може бути представлена наступним виразом:

$$U(\rho, \varphi) = \sum_{m=1}^M C_m \Phi_2(\rho) U_m^{(0)}(\rho, \varphi) e^{i\gamma_m L}. \quad (2.27)$$

Перепишемо (2.27), представивши $\Phi_2(\rho) U_m^{(0)}(\rho, \varphi)$ у вигляді ряду за власними хвилевідними функціями

$$U(\rho, \varphi) = \sum_{m=1}^M C_m \sum_{n=1}^N B_{2mn} U_n^{(0)}(\rho, \varphi) e^{i\gamma_n L}, \quad (2.28)$$

$$\text{де } B_{2mn} = \int_0^1 \int_0^{2\pi} F_2(\rho) U_m^{(0)}(\rho, \varphi) U_n^{(0)}(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi.$$

Розглядаючи повний обхід пучка, описуючи його додатковий до геометрооптичного фазовий набіг і зменшення амплітуди аргументом та модулем числа μ , а також використовуючи умови відтворення поля моди після кругового обходу резонатора [167], отримаємо систему рівнянь для знаходження μ і C_m :

$$\mu C_k = e^{i\gamma_k L} \sum_{m=1}^M C_m \sum_{n=1}^N B_{2nk} e^{i\gamma_n L}, \quad k=1,2,3,\dots,M, \quad (2.29)$$

Розв'язання системи лінійних алгебраїчних рівнянь (2.25) за допомогою модифікованого алгоритму *LR*-Рунтсхаузера [169], який дозволяє знайти власні значення μ і власні вектори C_m , компоненти яких є коефіцієнтами розкладання мод резонатора по хвилевідним хвилям. Відносні частки енергії хвилевідних хвиль, що формують резонаторну моду, визначаються величиною

$$\chi_m = |C_m|^2 / \sum_{i=1}^M |C_i|^2. \quad (2.30)$$

Комплексні власні значення визначають відносні втрати енергії і додатковий до геометрооптичному фазовий набіг моди за круговий обхід резонатора

$$\Delta_k = 1 - |\mu_k|^2; \quad \Psi_k = \text{Arg } \mu_k. \quad (2.31)$$

Відносний міжмодовий інтервал можна розрахувати за формулою

$$\Delta \nu_{kk'} = \frac{\Psi_k - \Psi_{k'}}{2\pi}. \quad (2.32)$$

2.1.3 Результати розрахунку і їх аналіз. За описаною вище методикою (підрозділ 2.1.2) проводився розрахунок коефіцієнтів відбиття та проходження аксіально-симетричної дифракційної решітки, розташованої на підкладці з кристалічного кварцу, для різних мод порожнистого діелектричного хвильоводу. В рамках даного методу задавалася розрахункова область, просторова роздільна здатність і граничні умови. Крок за просторовим координатам обраний рівним $\Delta r = \Delta z = 10$ мкм. Виходячи з технічних умов радіус порожнистого діелектричного скляного хвильоводу становив $a = 1750$, $\Delta r = 17,5$ мм, товщина стінки хвильоводу – $t = 400\Delta r = 4$ мм. При розрахунку поля в склі враховується, що його показник заломлення на розрахунковій довжині хвилі ($\lambda = 432,6$ мкм) дорівнює $n = 2,57 + 0,15i$ [170]. Розрахункова область задавалася розміром $1800\Delta r \times 80\Delta z$. Крім цього, зверху і з обох боків розташовані граничні PML-області товщиною 15 комірок. Крок за часом обирається рівним $\Delta t = s\Delta z / c \approx 0,017$ пс (де c – швидкість світла). Азимутально-симетрична дифракційна решітка розташовується в поперечному перетині $z_d = 50\Delta z$. Вона є циліндричною решіткою з металевих кілець шириною b із заданим періодом l . Параметри неоднорідного дзеркала розраховувалися з використанням вище наведеного чисельного алгоритму BOR FDTD. Він дозволив розрахувати коефіцієнти відбиття і пропускання як симетричних, так і несиметричних хвильовідних мод з різною поляризацією поля через аксіально-симетричне дифракційне дзеркало, що розташовано всередині порожнистого круглого діелектричного хвильоводу. У розрахунках враховано товщину кварцової підкладки, що склала 3,1 мм. Дослідження були проведені на довжині хвилі $\lambda = 432,6$ мкм для дифракційних дзеркал з різних періодами l .

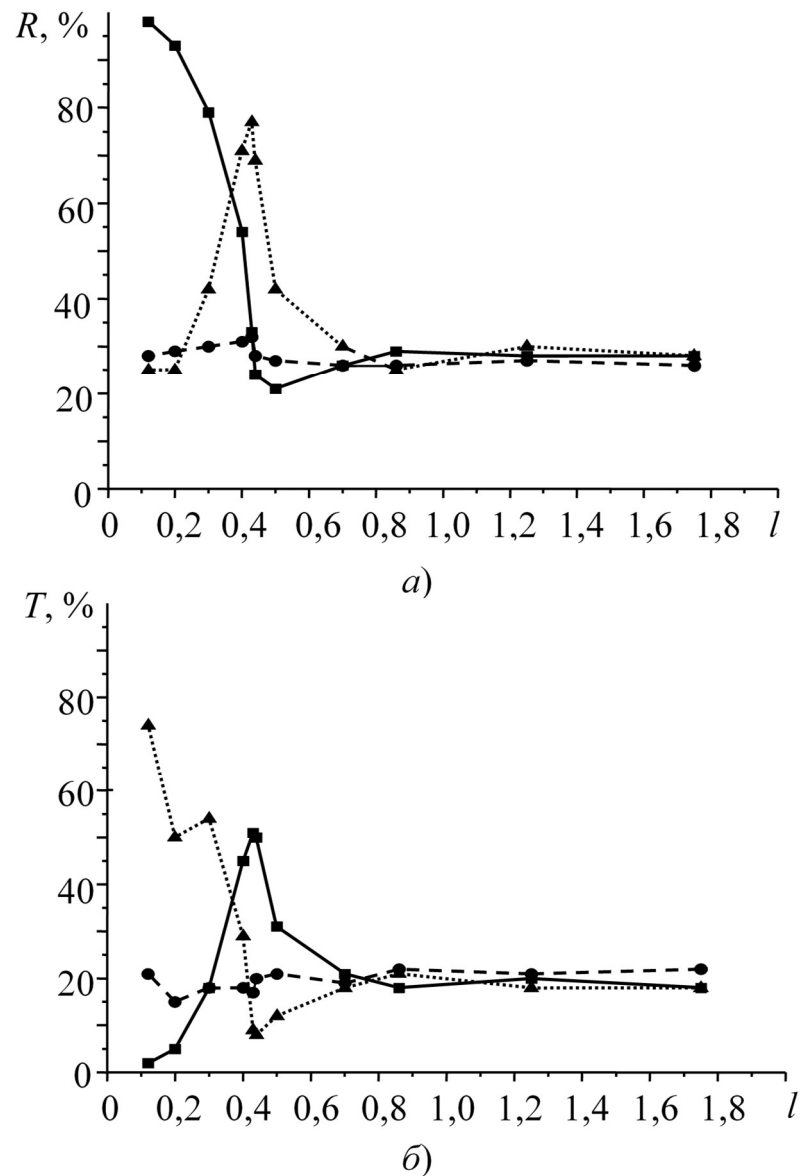


Рис. 2.3 Залежності коефіцієнтів відбиття R (а) і пропускання T (б) решіткою з коефіцієнтом заповнення $\eta = 0,5$ від періоду l для мод TE_{01q} (суцільна лінія), TM_{01q} (пунктирна лінія) і EH_{11q} (штрихова лінія)

Розрахунки коефіцієнтів відбиття R і пропускання T мод TE_{01q} , TM_{01q} і EH_{11q} були проведені для дрібномасштабних ($l < \lambda$), резонансних ($l \approx \lambda$) і великомасштабних решіток ($l > \lambda$). На Рис. 2.3 надані графіки, що описують залежності коефіцієнтів відбиття та пропускання мод TE_{01q} , TM_{01q} і EH_{11q} для решіток з фіксованим коефіцієнтом заповнення $\eta = 0,5$. Періоди даних дифракційних решіток змінювалися в діапазоні від 120 мкм до 1750 мкм.

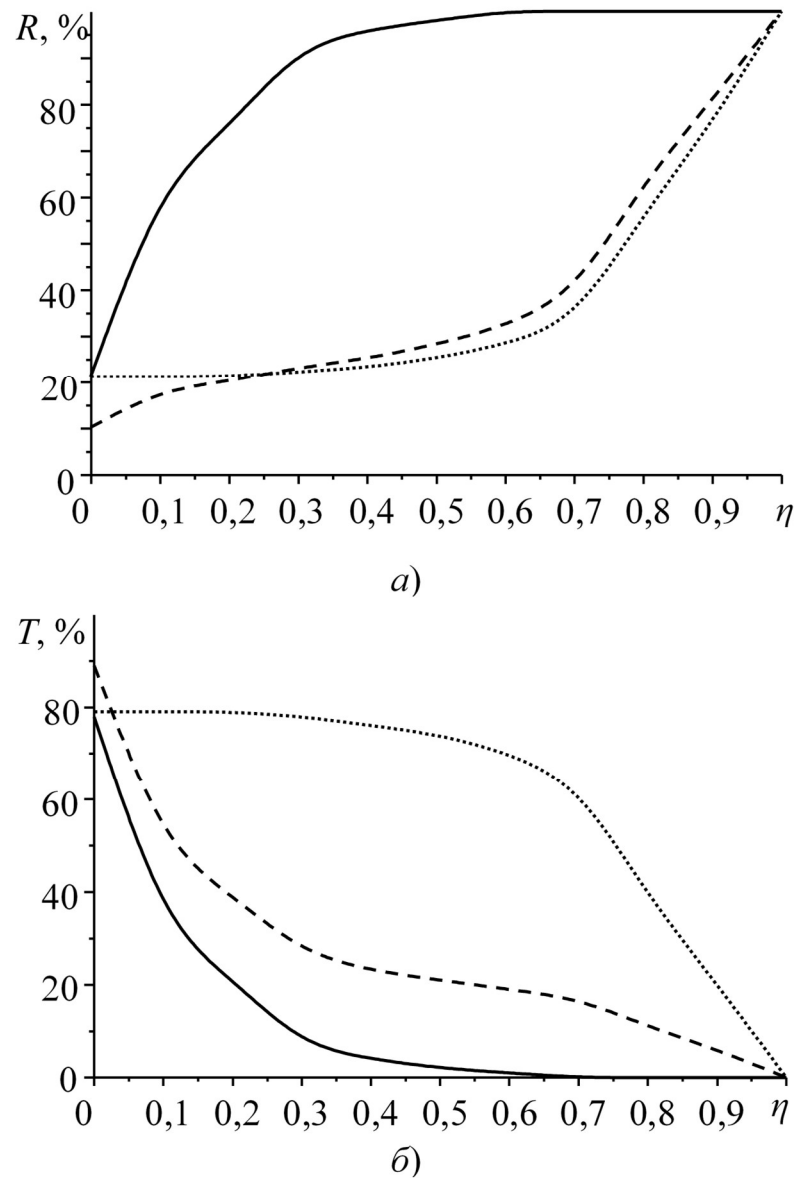


Рис. 2.4 Залежності коефіцієнтів відбиття R (а) і пропускання T (б) дрібномасштабної решітки з періодом $l = 120$ мкм від коефіцієнта заповнення η для мод TE_{01q} (суцільна лінія), TM_{01q} (пунктирна лінія) і EH_{11q} (штрихова лінія)

Для дослідження дрібномасштабного дзеркала при виборі періоду решітки були виконані умови довгохвильового наближення $l \ll \lambda$ і результати цього дослідження приведено в роботах [171, 174]. Період обраний рівним $l = 120$ мкм. На Рис. 2.4 представлені залежності коефіцієнтів відбиття (а) і пропускання (б) решітки від її коефіцієнта заповнення η для TE_{01q} , TM_{01q} - і EH_{11q} -мод. Коефіцієнт заповнення решітки $\eta = b / l$ змінювався в діапазоні 0 – 1. Для того, щоб збудити в хвилевідному резонаторі ТГц лазера моду з

необхідною просторово-неоднорідною поляризацією, необхідно, щоб розташоване дзеркало на виході резонатора, забезпечувало значне відбиття таких мод ($R \geq 80\%$) і значне пропускання мод з іншими небажаними типами поляризації. Як видно, введення в хвилевід дзеркала на основі дрібномасштабної багатокільцевої діафрагми з коефіцієнтом заповнення $\eta = 0,5$ призводить до значного збільшення коефіцієнтів відбиття ($R > 90\%$) для азимутально поляризованого типу коливань TE_{01q} . Такий високий коефіцієнт відбиття сприяє його генерації в лазері. При цьому дане дзеркало забезпечує досить малі коефіцієнти відбиття ($R \approx 30\%$) для лінійно поляризованої EH_{11q} - і радіально поляризованої TM_{01q} -мод.

Для дослідження резонансного випадку період дифракційного дзеркала був обраний близьким до довжини хвилі випромінювання ($l \approx \lambda$), і склав $l = 430$ мкм. На Рис. 2.5 представлені залежності коефіцієнтів відбиття (а) і пропускання (б) даної решітки від її коефіцієнта заповнення η для TE_{01q} -, TM_{01q} - і EH_{11q} -мод. Коефіцієнт заповнення решітки змінювався в діапазоні 0 – 1.

Як видно, введення дзеркала з резонансною багатокільцевою діафрагмою при $\eta = 0,5$ в хвилевід призводить до значного збільшення коефіцієнта відбиття ($R \geq 80\%$) для радіально поляризованого типу коливань TM_{01q} , що сприяє його генерації в лазері. При цьому таке дзеркало забезпечує досить малі коефіцієнти відбиття ($R \approx 30\%$) для лінійно поляризованої EH_{11q} - і азимутально поляризованої TE_{01q} -мод.

З використанням чисельного алгоритму також нами було проведено чисельне моделювання різних великомасштабних дифракційних дзеркал, період яких задовольняє умові $l > \lambda$.

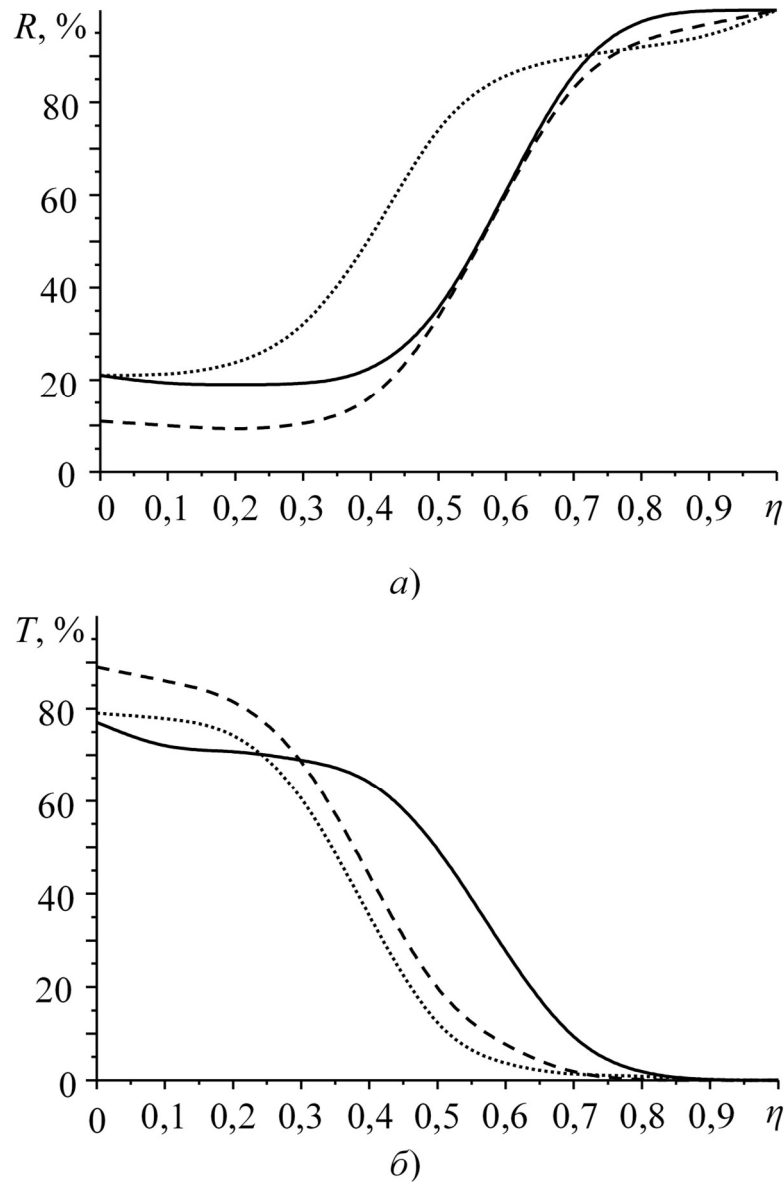


Рис. 2.5 Залежності коефіцієнтів відбиття R (а) і пропускання T (б) резонансної решітки з періодом $l = 430$ мкм від коефіцієнта заповнення η для мод TE_{01q} (суцільна лінія), TM_{01q} (пунктирна лінія) і EH_{11q} (штрихова лінія)

З використанням виразів (2.21–2.28) були розраховані відносні втрати енергії за прохід і фазові зсуви нижчих симетричних EH_{1mq} -, TE_{0mq} - і TM_{0mq} - мод досліджуваного квазіоптичного резонатора, в якому в якості одного із дзеркал використовувалася дифракційна решітка у вигляді кільцевої діафрагми. Поздовжній індекс у позначеннях резонаторних мод тут і далі опускали.

При проведенні розрахунків довжина скляного хвилеводу ($L = 565$ мм) вибиралася з урахуванням подальшого його використання у ХКР НСОН-

лазера ($\lambda = 0,4326$ мм). Розрахунок було проведено для хвилеводу діаметром $2a = 25$ мм. Число хвилевідних мод m у кожному n -типі коливань, яке визначається необхідною точністю розрахунку, обрано рівним $m = 10$. Як матеріал підкладки для дифракційного дзеркала був обраний кристалічний кварц з показником заломлення на робочій довжині хвилі $n = 2,1073$ і показником поглинання $k = 0,008$ [172].

Виходячи з технологічних можливостей і необхідності забезпечення великомасштабних неоднорідностей період кільцевої дифракційної решітки вибирався в діапазоні $l = (2,0 \div 3,5)\lambda$. Розмір діелектричного кільця становив $d = 0,2 \div 0,6$ мм. При розрахунках враховувався коефіцієнт відбиття випромінювання на робочій довжині хвилі від кварцової підкладки дифракційного дзеркала рівний $R = 0,35$.

Результати розрахунків сумарних втрат енергії нижчих EH_{1mq} , TE_{0mq} і TM_{0mq} мод квазіоптичного резонатора на основі скляного хвилеводу при періоді дифракційного дзеркала $l = 0,89$ мм ($\sim 2\lambda$) представлені на Рис. 2.6, при $l = 1,25$ ($\sim 3\lambda$) – на Рис. 2.7 і $l = 1,56$ ($\sim 3,5\lambda$) – на Рис. 2.8. Як видно з Рис 2.6 відносні втрати енергії за прохід азимутально поляризованої TE_{01} моди в резонаторі при періоді дифракційного дзеркала порядку 2λ складають щонайменше 18 %. Збільшення періоду дифракційного дзеркала до 3λ дозволяє їх зменшити до 12 % (Рис 2.7). Подальше збільшення періоду дифракційного дзеркала до $3,5\lambda$ дозволяє ще зменшити 0,2 втрати досліджуваної моди (Рис. 2.8). Однак при цьому число періодів дифракційного дзеркала стає малим – $a/l = 8$, що не забезпечуватиме необхідну інтерференцію хвильових пучків, що відбиваються від поверхні дзеркала. В цьому випадку досліджуване дзеркало втрачає свої дифракційні властивості.

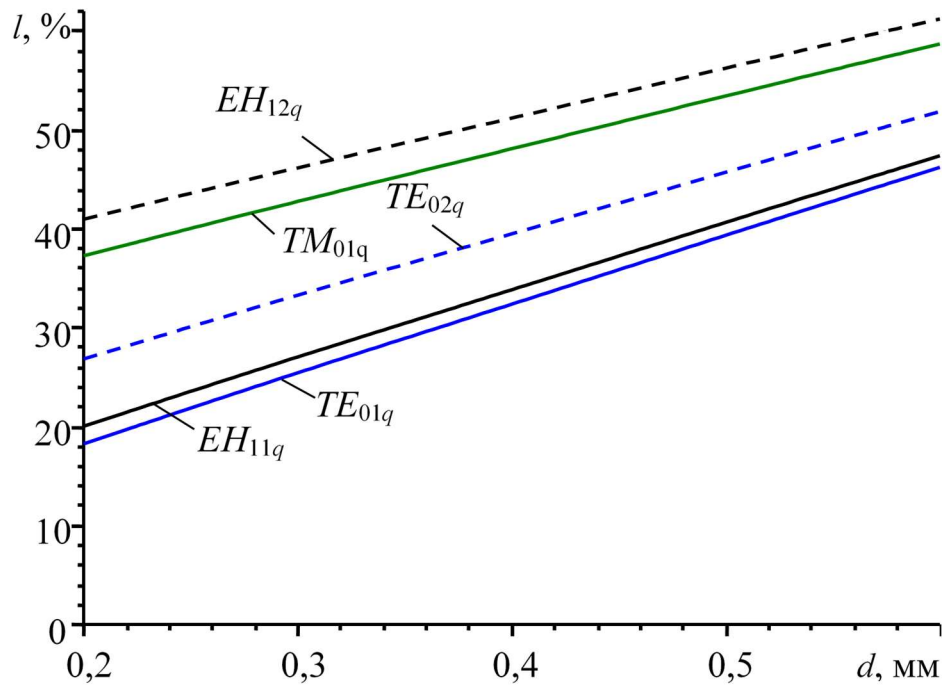


Рис. 2.6 Залежності повних втрат енергії за прохід мод нижчого порядку досліджуваного резонатора від величини діелектричного кільця дифракційного дзеркала; $l = 0,89 \text{ мм} (\sim 2\lambda)$

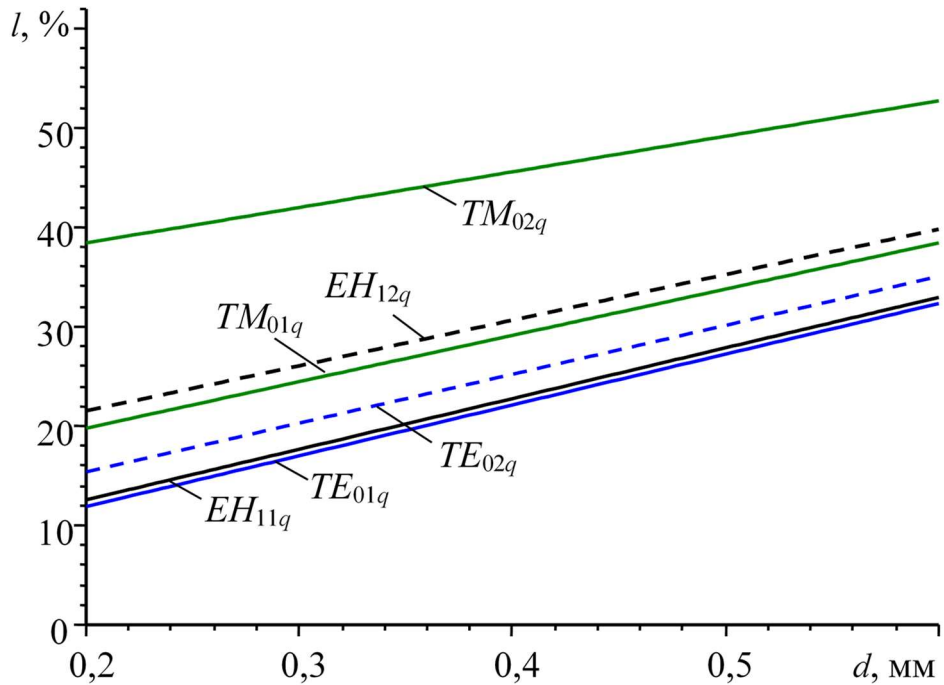


Рис. 2.7 Залежності повних втрат енергії за прохід мод нижчого порядку досліджуваного резонатора від величини діелектричного кільця дифракційного дзеркала; $l = 1,25 \text{ мм} (\sim 3\lambda)$

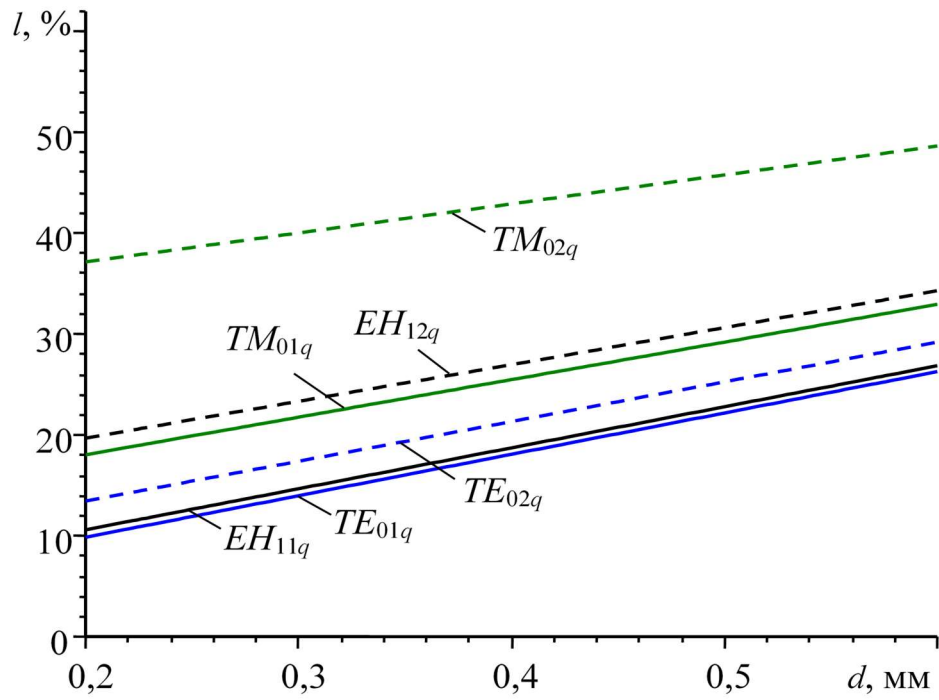


Рис. 2.8. Залежності повних втрат енергії за прохід мод нижчого порядку досліджуваного резонатора від величини діелектричного кільця дифракційного дзеркала; $l = 1,56$ мм ($\sim 3,5\lambda$)

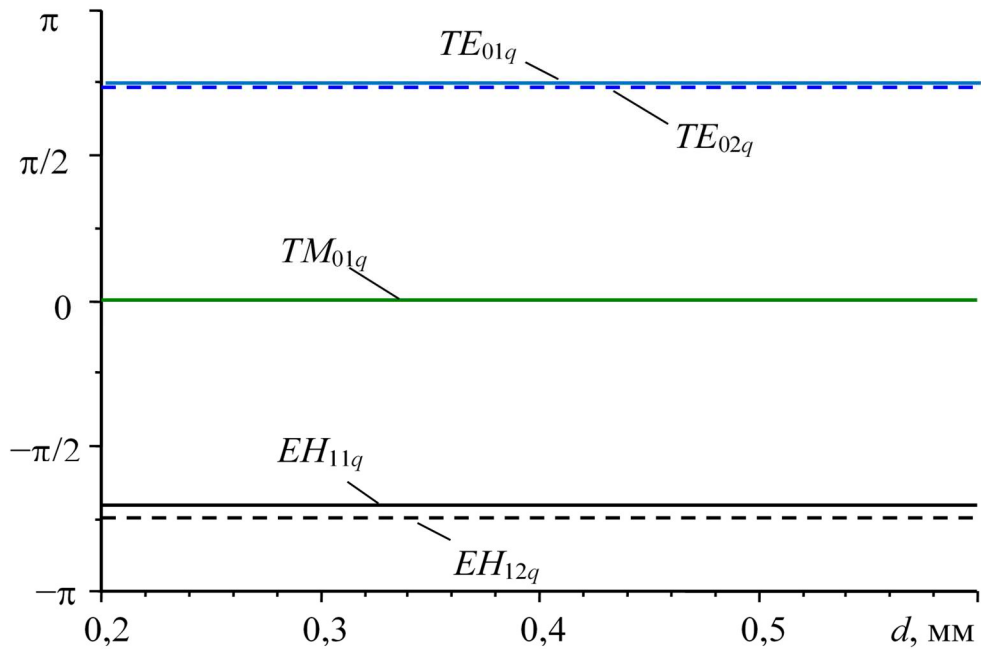


Рис. 2.9 Залежності фазових зсувів мод досліджуваного резонатора щодо моди TE_{01q} від величини діелектричного кільця дифракційного дзеркала; $l = 1,25$ мм ($\sim 3\lambda$)

При всіх значеннях періодів дифракційного дзеркала залежність міжмодових інтервалів від розміру діелектричного кільця залишається сталою. Для прикладу на Рис. 2.9 наведено залежності фазових зсувів мод досліджуваного резонатора відносно моди TE_{01q} . Моді TE_{01q} і TM_{01q} є виродженими по частоті.

Таким чином чисельне моделювання характеристик мод в резонаторі з великомасштабними вихідними дзеркалами, що проведено, підтвердило результати розрахунку (Рис 2.3). Воно показало, що такі дзеркала мають менші поляризаційно-селективні властивості.

2.2 Експериментальна установка

Структурна схема універсальної експериментальної установки на основі терагерцового лазера з оптичним накачуванням приведена на Рис. 2.10.

Установка включає до себе 5 основних блоків:

- безперервний CO_2 -лазер зі збудженням розрядом постійного струму;
- система поворотних дзеркал, що забезпечує фокусування випромінювання CO_2 -лазера на отвору зв'язку дзеркала терагерцової комірки;
- терагерцова комірка;
- система відкачки та наповнення терагерцової комірки робочою сумішшю;
- система реєстрації терагерцового випромінювання.

В установці для збудження робочої молекули терагерцового лазера використовується CO_2 -лазер, що працює в безперервному режимі генерації з розрядом постійного струму. Тліючий розряд постійного струму здійснюється від стабілізованого джерела 4 напругою 20 кВ при струмі розряду до 40 мА. Резонатор лазера утворений сферичним дзеркалом 7 з радіусом кривизни 10 м і дифракційними решітками типу «ешелет» 8. Довжина резонатора 1500 мм.

Поворотом ешелету здійснюється перестроювання лазера по лініях генерації P - і R -віток. Для збереження напрямку випромінювання, що виходить із резонатора в нульовий порядок ешелету, використовується кутовий відбивач ешелет-дзеркало 9. Лазер працює на суміші газів $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} + \text{Xe}$ у співвідношенні 1: 1: 4: 0,25 при сумарному тиску робочої суміші 12 мм рт.ст. (1600Па).

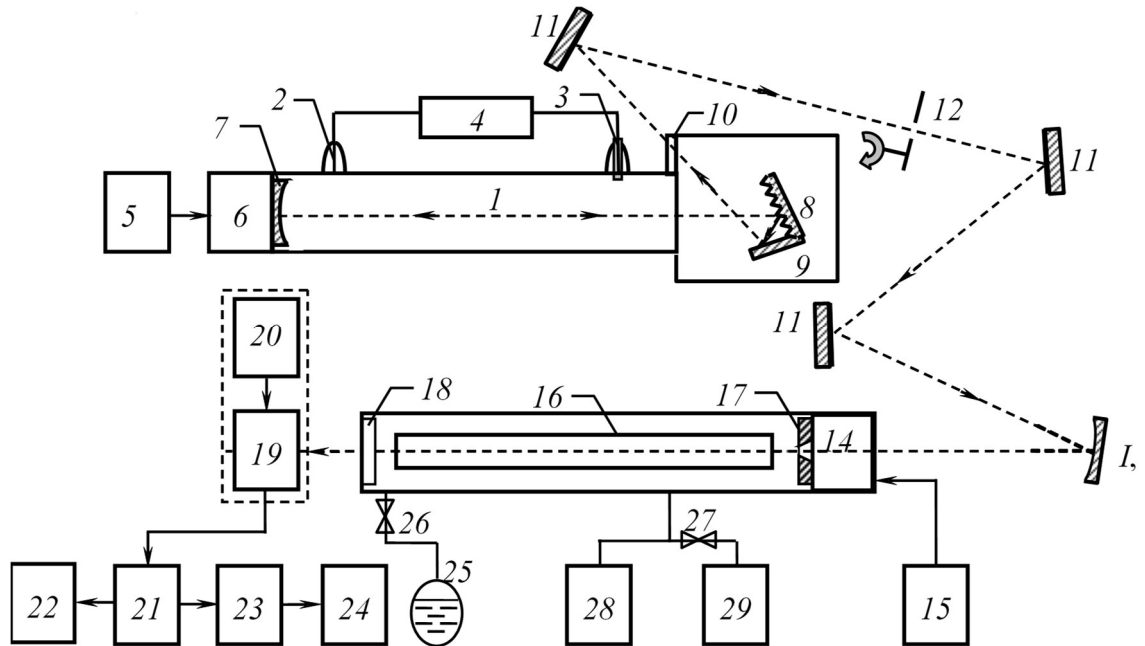


Рис. 2.10 Структурна схема експериментальної установки: 1 – CO_2 -лазер; 2 – катод; 3 – анод; 4 – високовольтне джерело живлення; 5 – джерело постійної напруги; 6 – п'єзоелемент; 7, 13 – сферичні дзеркала; 8 – ешелет; 9 – кутниковий відбивач; 10 – пластина NaCl; 11 – плоскі дзеркала; 12 – механічний модулятор; 14 – механізм переміщення дзеркала; 15 – електропривод; 16 – порожнистий діелектричний хвилевід; 17 – вхідне дзеркало; 18 – вихідне дзеркало; 19 – детектор; 20 – пристрій сканування пучка; 21 – селективний підсилювач; 22 – осцилограф; 23 – АЦП; 24 – ЕОМ; 25 – колба з HCOOH ; 26 – натікальний вентиль; 27 – запірний вентиль; 28 – вакуумметр; 29 – вакуумний насос

Передбачена можливість плавного перестроювання частоти лазера в межах контуру лінії підсилення при переміщенні дзеркала 7. Дзеркало закріплено на п'єзоелементі типу КП-1, що забезпечує зсув на ± 5 мкм при

подачі на нього напруги ± 50 В від джерела постійного струму 5. Потужність випромінювання лазера в центрах P і R віток генерації не менше 40 Вт. Випромінювання лазера модулюється механічним переривником 12.

На Рис. 2.11 наведено запис зміни вихідної потужності квазівідпаяного CO_2 -лазера з моменту його живлення та безперервної роботи протягом 5,5 годин. За цей період його роботи потужність змінювалася не більш як на 10 %. Ця зміна обумовлена температурними змінами довжини резонатора. За час запису не спостерігалось плавного зменшення потужності, що можна було б віднести до деградації робочої суміші та зміни її сумарного тиску.

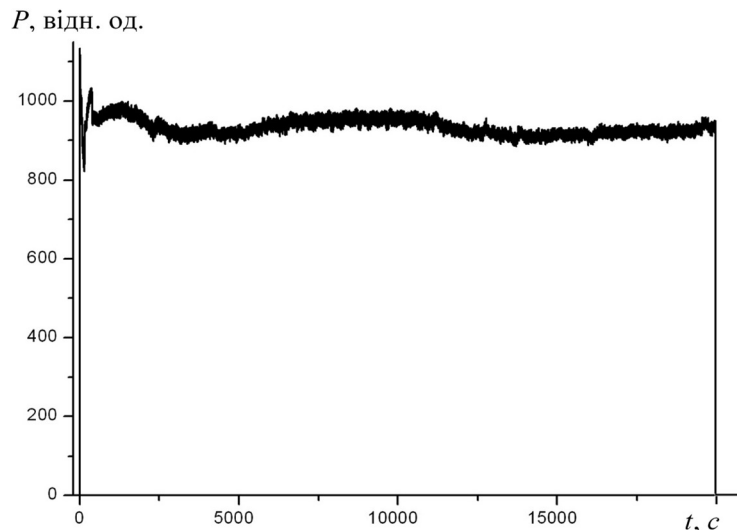


Рис. 2.11 Зміна вихідної потужності квазівідпаяного перестроювального CO_2 -лазера за 5,5 годин безперервної роботи (лінія 9P36)

Система поворотних дзеркал складається з трьох плоских дзеркал 11 і сферичного дзеркала з фокусною відстанню 0,5 м і забезпечує фокусування випромінювання CO_2 -лазера на отворі зв'язку дзеркала 14 через бріюстерово віконце терагерцової комірки. Така система введення випромінювання накачування в комірку забезпечує хорошу розв'язку CO_2 -лазера від відбитого коміркою випромінювання. Цим усувається вплив на характеристики випромінювання CO_2 -лазера терагерцової комірки при її перестроюванні.

Терагерцовою коміркою є циліндричний вакуумний об'єм, всередині якого розміщується відрізок круглого діелектричного хвилеводу *16* діаметром 35 мм і довжиною 1848 мм. Відрізок хвилеводу і два плоских дзеркала *17*, *18* утворюють резонатор лазера. Вхідне дзеркало *17* – мідне з центральним отвором зв'язку з діаметром 3 мм. Така неоднорідність вносить незначні зміни у втрати і розподіл інтенсивності резонаторних мод. Вихідні дзеркала *18* вибираються виходячи з необхідності отримання заданої поперечної моди генерації, і представляли собою або двовимірні ємнісні решітки, або аксіально- і радіально-симетричні дифракційні решітки різної конфігурації.

Вхідне дзеркало *17* закріплено в механізмі плоско-паралельного переміщення, що дозволяє зміщувати дзеркало на відстань близько 2 мм при паралельності переміщення не гірше 10'. Переміщення здійснюється за допомогою електродвигуна.

Система відкачування і наповнення терагерцової комірки робочою сумішшю включає до себе форвакуумний насос *29*, вакуумметр *28*, запірний вентиль *27*, натікальний вентиль *26* і об'єм з робочим газом *25*. Така побудова системи напуску забезпечує підтримання постійним тиск робочої суміші в терагерцовій комірці на рівні $\sim 10^{-1}$ мм рт. Ст (13Па).

Система реєстрації терагерцового випромінювання складається з піроелектричного приймача *19*, 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 *18* 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.

Сигнал піроелектричного приймача підсилювався селективним підсилювачем *21* типу У2-8 і надходив на АЦП *23* і комп'ютер *24*. Сигнал

підсилювача візуально спостерігався на осцилографі типу С1-83 22.

Стан поляризації генерованої моди визначалося 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. В якості поляризатора використовувалася одномірна дротова решітка з кроком 40 мкм і діаметром дроту 8 мкм.

Потужність випромінювання терагерцового лазера вимірювалася болометричним вимірювачем потужності типу БИМО-1. Потужність CO₂-лазера вимірювалася калориметричним вимірювачем потужності типу ИМО-2Н.

При виконанні роботи основні експерименти проведені на довжині хвилі 432,6 мкм (лінія генерації терагерцового лазера на молекулі мурашиної кислоти HCOOH, лінія генерації CO₂-лазера 9R20 з довжиною хвилі 9,27 мкм).

Методика вимірювань аналогічна описаній в [173]. Спектр власних мод резонатора реєструвався при зміні довжини резонатора електроприводом 15. Повні енергетичні втрати за круговий обхід δ визначалися за виміряною шириною резонансної кривої. Поперечні моди ідентифікувалися по міжмодовим інтервалам, які розраховувалися по їх фазовим зсувам за круговий обхід резонатора, і відомим з теорії [159] поперечним розподілам інтенсивності. Вимірювання поперечних розподілів інтенсивності поблизу вихідного відбивача резонатора проводилося при скануванні піроелектричного приймача 19 з просторовою роздільною здатністю 1 мм поперек напрямку поширення випромінювання.

2.3 Формування мод нижчого порядку з азимутальною поляризацією

2.3.1 Лазерний резонатор з вхідним великомасштабним і вихідним однорідним дзеркалами. Використовуючи методику, описану в підрозділі 2.1.2 були проведені розрахунки залежності коефіцієнта відбиття для хвильовідних TE_{01q} - і EH_{11q} - мод з найменшими втратами від коефіцієнта заповнення аксіально-симетричного дифракційного дзеркала, розташованого усередині порожнистого круглого діелектричного хвильоводу. Період решітки l для виконання умови короткохвильового наближення $l > \lambda$ обраний рівним $l = 1,75$ мм. Її коефіцієнт заповнення змінювався в діапазоні $0,1 - 0,9$. Розрахунки показали, що розміщення дзеркала з дифракційною решіткою на поверхні при $\eta > 0,8$ в хвильоводі для азимутально поляризованого типу коливань TE_{01q} дозволяє отримати коефіцієнт відбиття $R \geq 60$ %, а для моди EH_{11q} з лінійною поляризацією - менше 50 % (Рис. 2.12). Це сприяє селективному збудженню в лазерному резонаторі з досліджуваним дзеркалом моди TE_{01q} .

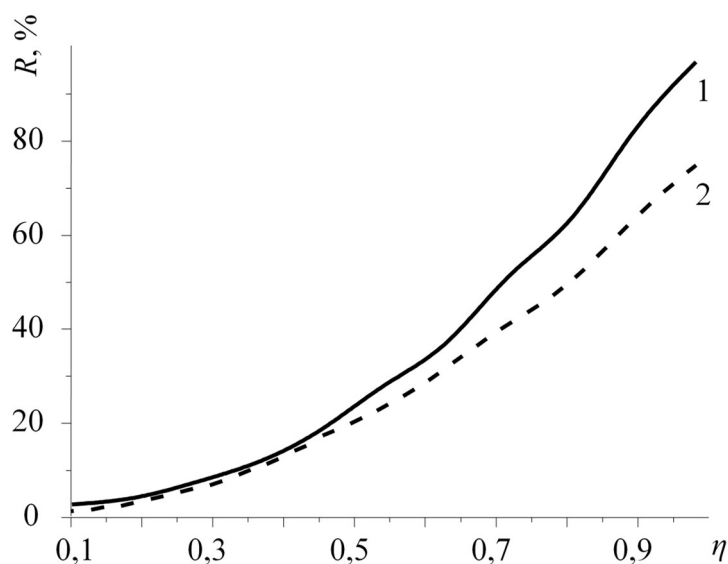


Рис. 2.12 Залежності коефіцієнта відбиття R для TE_{01q} (1) і EH_{11q} (2) мод від коефіцієнта заповнення η багатокільцевої діафрагми

В якості вихідного однорідного дзеркала резонатора в цьому випадку використовувалася ємкісна двовимірна сітка, виготовлена напиленням алюмінію через матрицю на плоскопаралельну пластину кристалічного кварцу товщиною 4 мм. В якості матриці використовувалася індуктивна стрічкова сітка з періодом 103 мкм і шириною стрічки 17 мкм. Таке дзеркало має прозорість 18 % на робочій довжині хвилі лазера.

Вхідним відбивачем служило неоднорідне дзеркало з центральним отвором зв'язку діаметром $d = 3$ мм, відбивну поверхню якого запропоновано виконати у вигляді азимутально-симетричної великомасштабної металевої дифракційної решітки з різною кількістю відбивних кілець і поглинаючих випромінювання канавок шириною з заданим періодом l .

З урахуванням результатів розрахунків неоднорідне вхідне дзеркало було виготовлено механічним методом за допомогою спеціального різця у вигляді дев'яти відбивних кілець і поглинаючих випромінювання канавок періодом $l = 1,75$ мм і шириною $b = 0,35$ мм. Профіль відбивача, використовуваного в експерименті, показаний на Рис. 2.13.

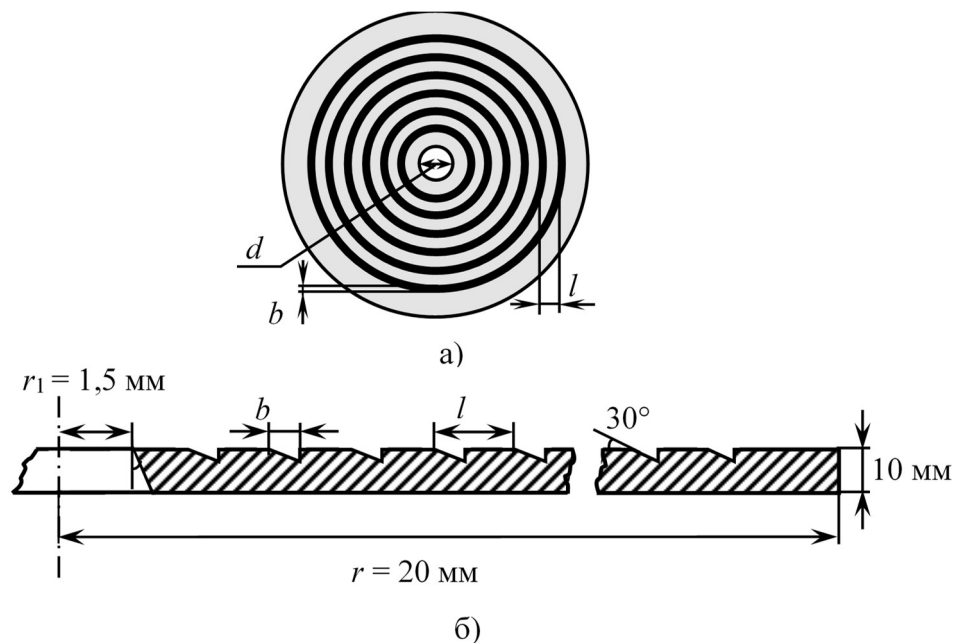


Рис.2.13 Профіль вхідного дифракційного дзеркала: рельєф поверхні дзеркала (а) і поперечний переріз дзеркала (б)

Поглинаючи канавки були проточені різцем на глибину $\sim 0,2$ мм ($\sim 0,5\lambda$) під кутом 30° до площини відбиваючої поверхні дзеркала. Це забезпечувало виведення від поверхні канавок променів з резонатора лазера, що аналогічно практично повному поглинанню випромінювання на цих ділянках дзеркала.

На Рис. 2.14 наведено спектр збуджуваних мод лазера, отриманий експериментально при використанні запропонованого вхідного неоднорідного дзеркала і вихідного однорідного ємнісного дзеркала.

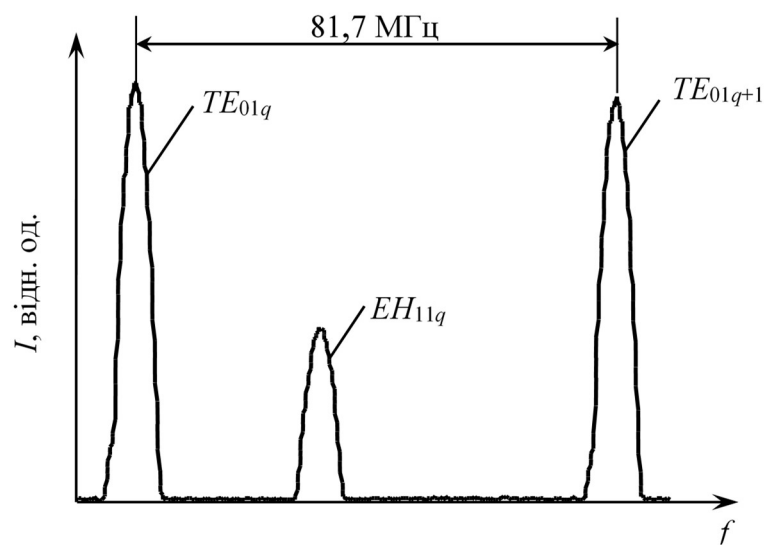


Рис. 2.14 Спектр мод НСООН-лазера з вхідним відбиваючим великомасштабним дзеркалом

При перестроюванні довжини резонатора спостерігаються дві нижчі за втратами резонаторні моди. Друга по добротності мода має лінійну поляризацію і на підставі її поперечного розподілу інтенсивності поля була ідентифікована як EH_{11q} -мода. Частотна відстань між EH_{11q} -модою і найбільш доботною модою збігається з теоретичними розрахунками для моди TE_{01q} . Поперечний розподіл інтенсивності поля цієї моди в дальній зоні на виході лазера показано на Рис. 2.15.

На підставі отриманого поперечного розподілу, межмодової відстані по частоті і напрямку вектору електричного поля для різних азимутів ця мода

ідентифікована як TE_{01q} -мода з азимутальною поляризацією випромінювання. Потужність випромінювання ТГц-лазера на моді TE_{01q} склала 8 мВт, на моді EH_{11q} – 3,75 мВт. При заміні дифракційного дзеркала на однорідне потужність випромінювання лазера на моді EH_{11q} склала 18 мВт. Зменшення потужності випромінювання на моді EH_{11q} у разі використання неоднорідного дзеркала обумовлено зменшенням коефіцієнта відбиття моди від даного дзеркала.

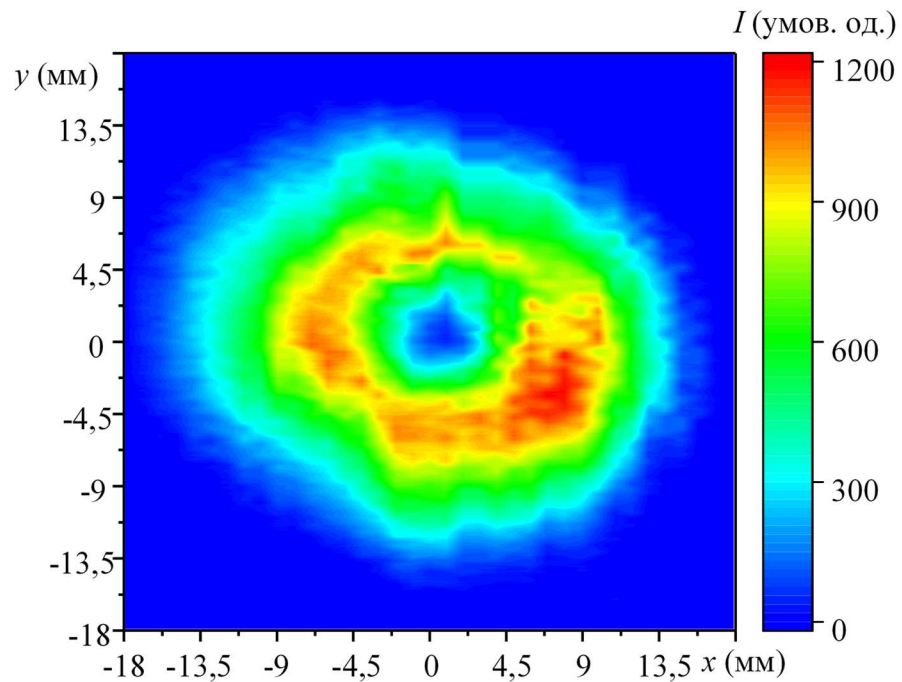
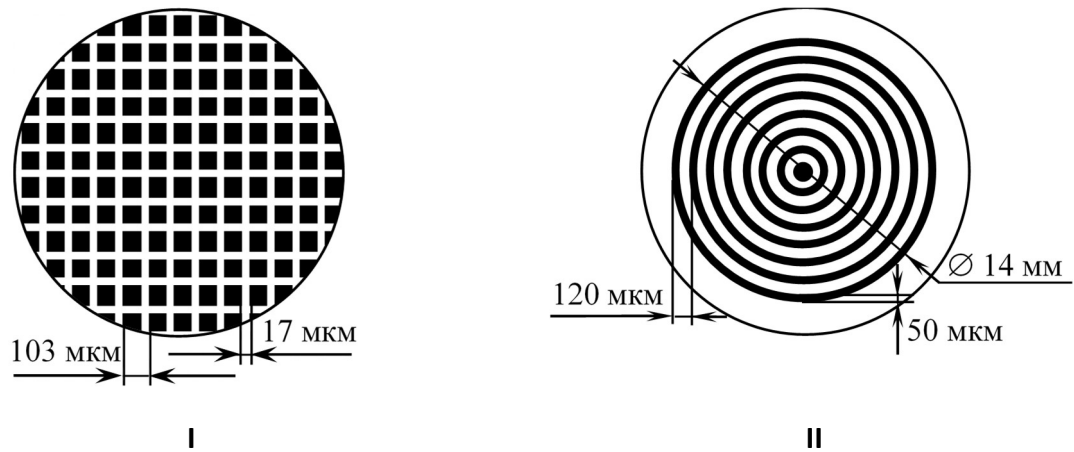


Рис. 2.15 Експериментальний поперечний розподіл інтенсивності випромінювання I на виході НСОН-лазера з вхідним великомасштабним дзеркалом в дальній зоні для TE_{01q} -моди

Як видно, запропоноване відбиваюче азимутально-симетричне великомасштабне дифракційне дзеркало, що ефективно селекує небажані моди і відрізняється простотою реалізації в лабораторних умовах. Однак воно має невисоку енергетичну ефективність у порівнянні з відомим напівпрозорим дрібномасштабним дифракційним дзеркалом [171].

2.3.2 Лазерний резонатор з вхідним однорідним і вихідним дрібномасштабним дзеркалами. На вході лазерного

резонатора в якості дзеркала 17 (Рис. 2.10) встановлювалося плоске однорідне алюмінієве дзеркало з отвором зв'язку діаметром 3 мм. В якості вихідного відбивача 18 використовувалися дзеркала, показані на Рис. 2.16.



I – двовимірні ємнісна сітка;

II – азимутально-симетрична дифракційна решітка без зовнішніх кіл

Рис. 2.16 Вихідні напівпрозорі дзеркала терагерцового лазера з оптичним накачуванням на основі ємнісної сітки і азимутально-симетричної решітки

Спочатку як вихідне дзеркало 18 використовувалася двовимірні ємнісна сітка (Рис. 2.16, дзеркало I) з прозорістю 20 % на довжині хвилі 432,6 мкм. У цьому випадку характерний вид перестроювальної характеристики, яка реєструється при переміщенні вхідного дзеркала 17, наведено на Рис. 2.17. У спектрі випромінювання спостерігалось п'ять поперечних мод. Поперечні моди генерації лазера за структурою поля аналогічні модам порожнистого діелектричного хвильоводу. Їх ідентифікація проведена порівнянням вимірянних експериментальних і розрахованих міжмодових відстаней для діелектричного хвильоводу з наведеними вище параметрами, по відомим з теорії [157] ступеням поляризації і поперечним розподілам інтенсивності спостережуваних мод. Експериментально виміряні та розраховані поперечні розподіли двох мод з максимальною потужністю випромінювання на відстані 100 см від вихідного дзеркала лазера наведено на Рис. 2.18. Спостерігається хороший збіг експериментально вимірянних і розрахункових даних для пучків

випромінювання, збуджених модами EH_{11q} , $TE_{01q} + EH_{21q}$.

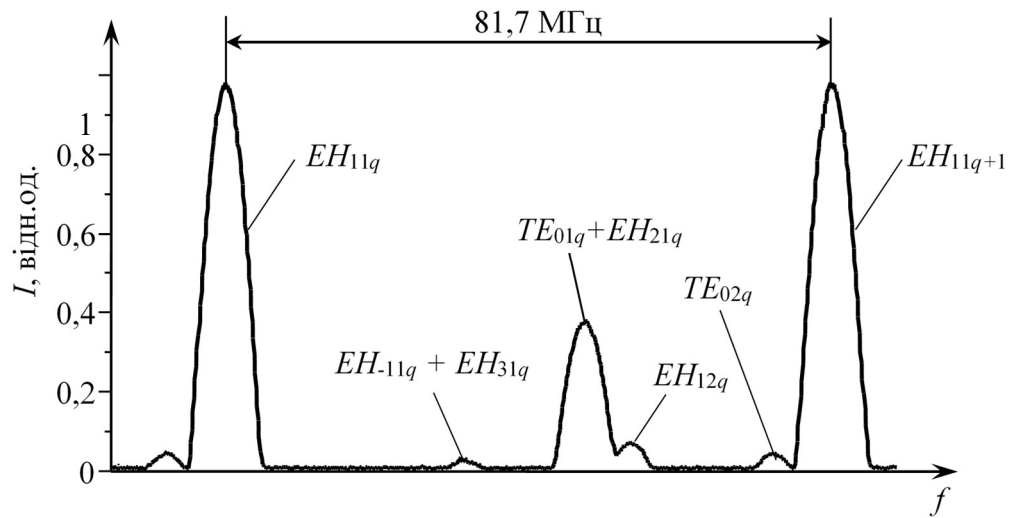


Рис. 2.17 Перестроювальна характеристика хвильовідного НСООН-лазера, коли вихідним дзеркалом служить ємнісна сітка

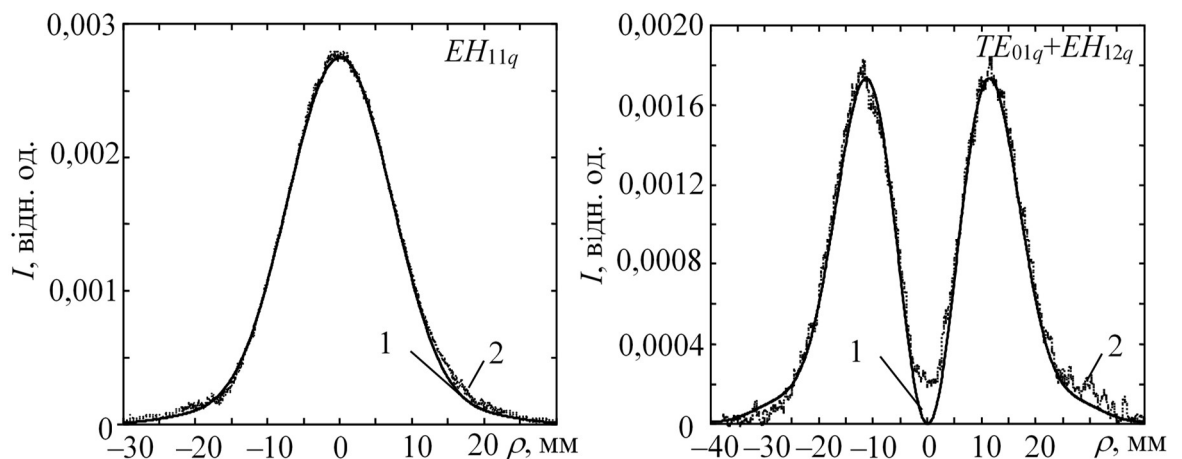


Рис. 2.18 Розрахункові (1) та експериментальні (2) радіальні розподіли інтенсивності поля EH_{11q} (а) і $TE_{01q} + EH_{21q}$ (б) мод лазера на відстані 100 см від вихідного дзеркала

З двох спостережуваних мод генерації тільки одна мода має поляризацію, відмінну від лінійної. У порівнянні розрахованих і виміряних міжмодових відстаней вона ідентифікована як мода TE_{02q} .

Зазвичай в лазерний резонатор входить елемент, що нав'язує поляризації вихідного випромінювання певний стан. У багатьох застосуваннях терагерцового лазерного випромінювання його стан поляризації є важливим

параметром, що визначає результат взаємодії цього випромінювання з речовиною. При круговій поляризації параметри взаємодії випромінювання з речовиною виявляються усередненими [155].

Важливе місце в дослідженнях з вісесиметричним поляризованим випромінюванням займає проблема його отримання. Відомо кілька основних методів вирішення цього завдання: використання конічного відбиття або Брюстера конічного вікна в резонаторі, наведене вісесиметричне двопронезаломлення в активному елементі твердотілого лазера, поляризаційний ефект Зеемана у вісесиметричному магнітному полі, позарезонаторна реконструкція вісесиметричних поляризованих лазерних пучків з круговою та лінійною поляризацією.

Всі з перерахованих методів є або технічно складними або їх застосування обмежене випромінюванням низької інтенсивності. Для терагерцових лазерів з оптичним накачуванням жоден з перерахованих методів неможливо використовувати, через те, що в резонаторі лазера поширюється дві хвилі, частоти яких відрізняються на порядок і більше. Тому внесення будь-яких додаткових елементів в резонатор неприйнятно.

Останнім часом розвивається напрямок, пов'язаний з використанням дифракційних дзеркал з високою поляризаційної селективністю. Спеціальний рисунок їх рельєфу забезпечує максимальну добротність моди з заданим напрямом поляризації [155].

Для того щоб збудити в хвилевідному резонаторі терагерцового лазера випромінювання з просторовою неоднорідною поляризацією, необхідно, щоб дзеркало, розташоване на виході резонатора, забезпечувало більше відбиття таких мод і значне пропускання мод з іншими небажаними типами поляризації.

Для цього запропоновано використовувати як вихідне дзеркало 18 азимутально-симетричну дифракційну решітку без зовнішніх кілець, зображену на Рис. 2.16, дзеркало II. Азимутально-симетрична дифракційна решітка виготовлена методом фотолітографії. На плоскопаралельну пластину

кристалічного кварцу товщиною 4 мм наносився шар алюмінію товщиною 0,5 – 0,6 мкм, в якому витравлювали області заданої форми. Період решітки для виконання умови довгохвильового наближення обраний рівним 120 мкм. Ширина металізованих кіл, що відбивають – 50 мкм, коефіцієнт заповнення решітки – 0,4. Кристалічний кварц на даній довжині хвилі має низький показник поглинання ($k = 0,008$) і коефіцієнт заломлення $n = 2,1$. При розрахунку прозорості дзеркала не враховувалося відбиття від кристалічного кварцу, тому виміряні та розрахункові значення пропускання дзеркала відрізняються. Вимірний коефіцієнт відбиття виготовленого дзеркала на довжині хвилі випромінювання накачування близько 60 %.

Діаметр дифракційної решітки на дзеркалі склав $d_0 = 14$ мм. Така конфігурація дзеркала обрана виходячи з відомих поперечних розподілів інтенсивностей TE_{0n} та вищих несиметричних хвилевідних мод. Для симетричних TE_{0n} мод, що мають мінімум інтенсивності поля в центрі і на периферії пучка, дзеркало II також вносить мінімальні втрати, які будуть зростати зі збільшенням індексу моди. Розрахунковий коефіцієнт відбиття R такого дзеркала для хвилевідної моди TE_{01} склав $R \approx 50$ %.

На Рис. 2.19 представлена перестроювальна характеристика НСООН лазера з вихідним дзеркалом на основі азимутально-симетричної дифракційної решітки без зовнішніх кіл. Їх ідентифікація проведена шляхом порівняння вимірних і розрахункових міжмодових відстаней для діелектричного хвилеводу з наведеними вище параметрами, ступеня поляризації вихідного випромінювання та поперечними розподілами інтенсивності спостережуваних мод генерації. Ідентифікація моди з найбільшою добротністю проводилася за її поперечним розподілом інтенсивності та станом поляризації випромінювання.

Найбільшу добротність має мода з лінійною поляризацією випромінювання, що ідентифікується як мода EH_{11q} . У спектрі випромінювання лазера також спостерігаються моди як з лінійною, так і з азимутальною поляризацією. Друга за інтенсивності мода ідентифікована як

мода TE_{01} . Для підтвердження цього проведені дослідження поперечного розподілу інтенсивності даної моди (Рис. 2.20).

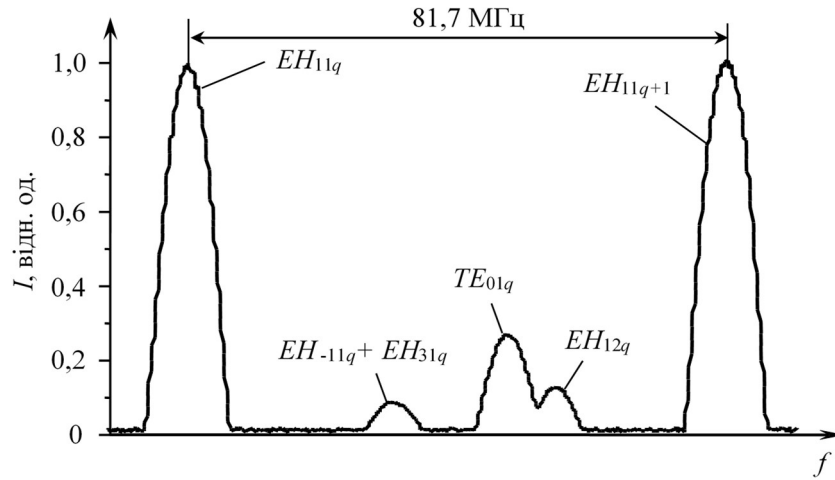


Рис. 2.19 Перестроювальна характеристика хвильового НСООН-лазера з азимутально-симетричним дифракційним дзеркалом без зовнішніх кіл

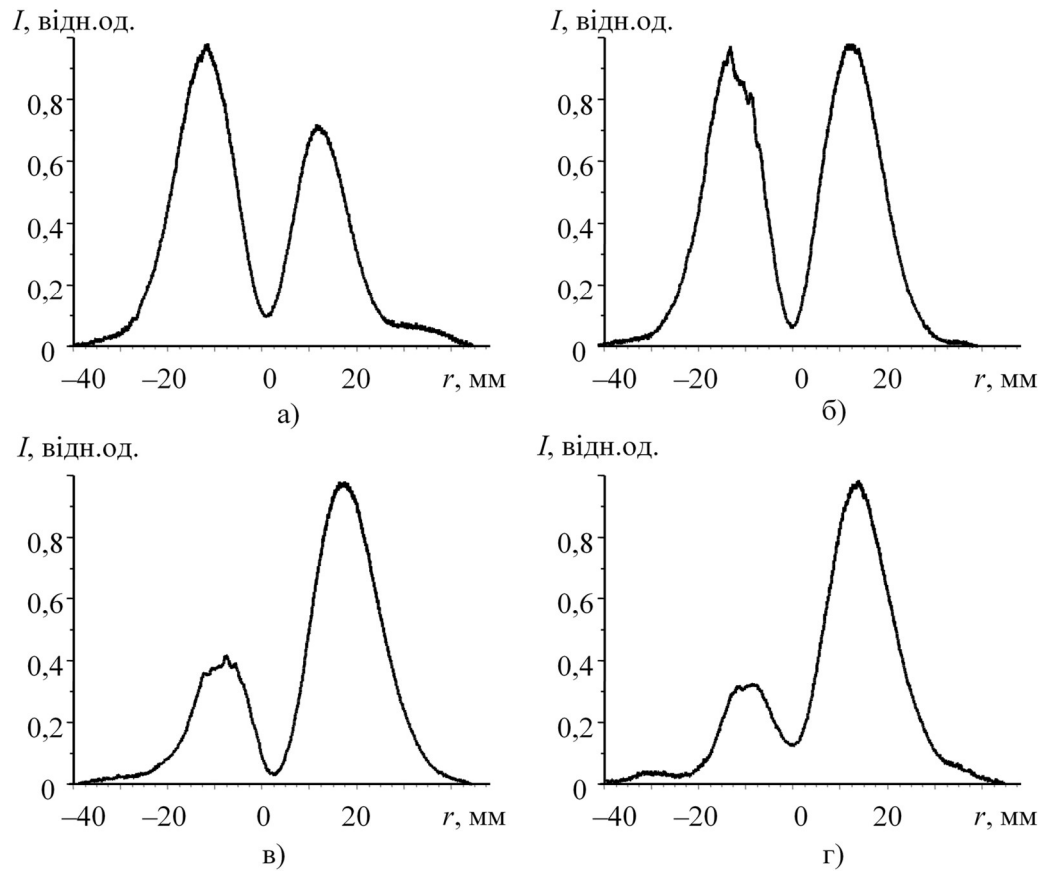


Рис. 2.20 Поперечні розподіли інтенсивності TE_{01q} -моди на різних азимутах. а) горизонтальна площина; б) 45° ; в) вертикальна площина; г) 135°

Положення вектора напруженості поля E на різних азимутах для цієї моди в максимумах інтенсивності випромінювання наведено на Рис. 2.21. Для визначення положення вектора E використовувалося одомірна дротяна решітка з періодом 40 мкм і діаметром дроту 8 мкм.

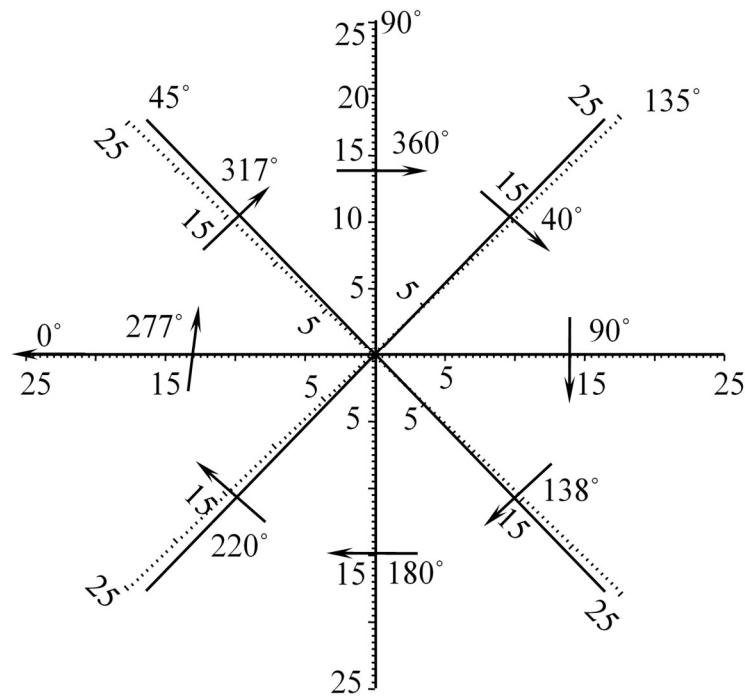
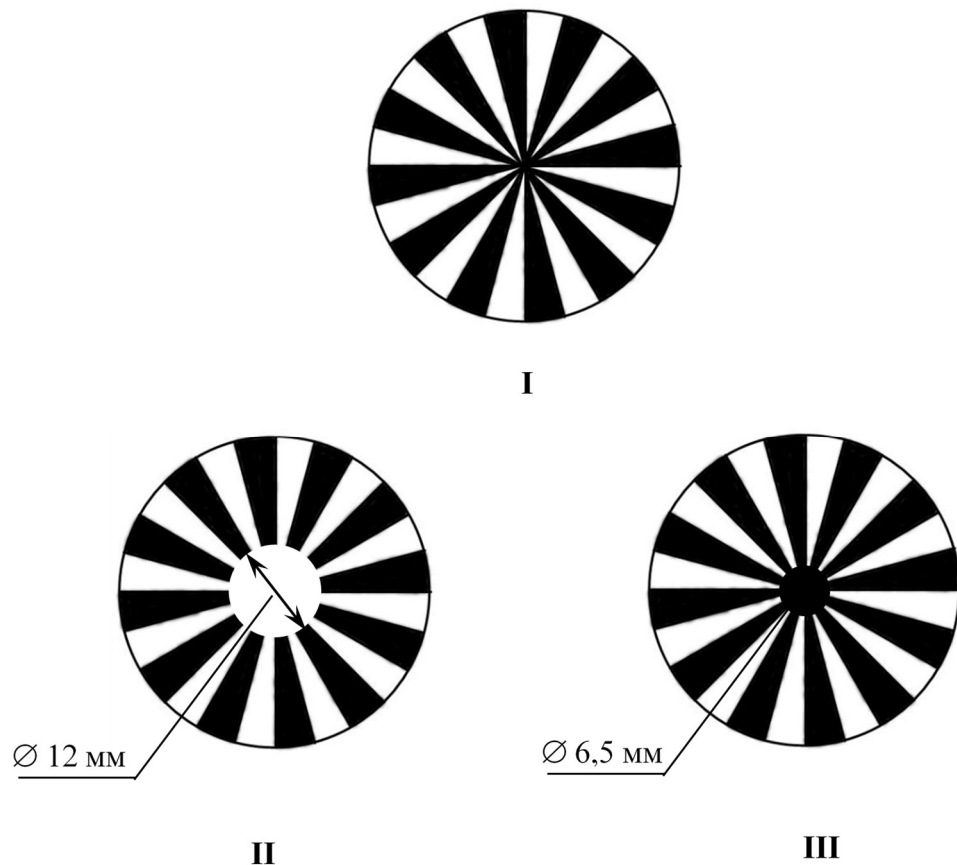


Рис. 2.21 Положення площини поляризації в максимумах інтенсивності моди TE_{01q} на різних азимутах. Напрямок вектора напруженості електричного поля обрано умовно

Як видно, запропоноване вихідне азимутально-симетричне дрібномасштабне дифракційне дзеркало без зовнішніх кіл селектує небажані моди і формує необхідну моду з азимутальною поляризацією випромінювання. Однак воно має невисоку енергетичну ефективність у порівнянні з відомим напівпрозорим дрібномасштабним дифракційним дзеркалом [171].

2.4 Формування мод нижчого порядку з радіальною поляризацією

Для формування мод з радіальною поляризацією в якості вихідного відбивача 18 використовувалися дзеркала, показані на Рис. 2.22.



I – радіально-симетрична дифракційна решітка;
 II – радіально-симетрична дифракційна решітка з просвітленим центром;
 III – радіально-симетрична дифракційна решітка із центром, що відбиває випромінювання

Рис. 2.22 Вихідні напівпрозорі дзеркала на основі радіально-симетричних решіток

Радіально-симетричні дифракційні решітки виготовлені методом фотолітографії, який описаний в попередньому розділі.

Для проведення експериментів були виготовлені радіально-симетричні дзеркала трьох видів – секторно-періодичне дзеркало I, що має 628 відбиваючих секторів, які напилені алюмінієм, і стільки ж невідбиваючих секторів без покриття рівній кутовий ширини; дзеркало II з таким же секторно-періодичним рельєфом, але з просвітленою центральною областю діаметром 12 мм; дзеркало III з таким же секторно-періодичним рельєфом, але з добре відбиваючою центральною областю діаметром 6,5 мм.

Перестроювальна характеристика лазера, яка отримана при використанні радіально-симетричної дифракційної решітки I наведена на Рис. 2.23.

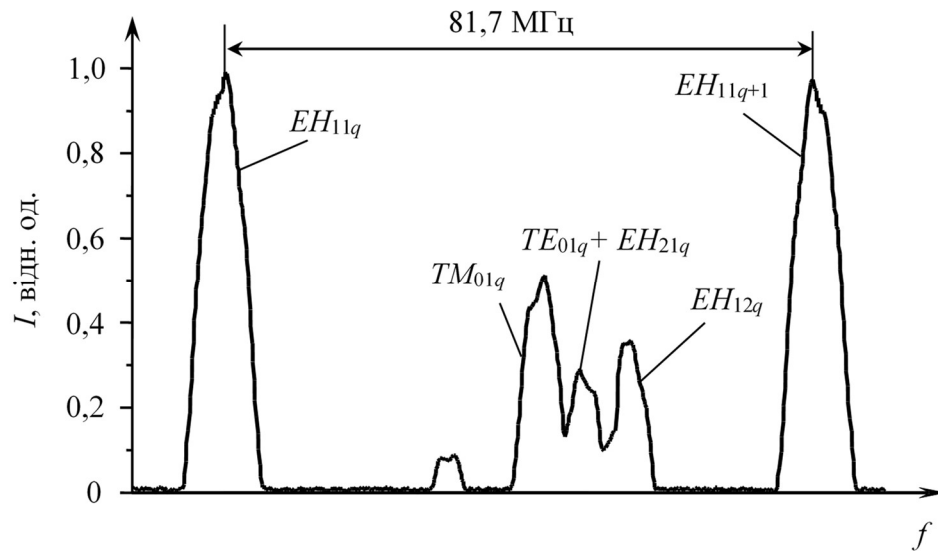


Рис. 2.23 Перестроювальна характеристика хвильовідного НСООН-лазера з радіально-симетричним дифракційним дзеркалом

На перестроювальній характеристиці в цьому випадку спостерігається п'ять мод. Більша за інтенсивності мода ідентифікована як EH_{11q} -мода. Її поперечний розподіл у горизонтальній і вертикальній площинах на відстані 70 см показано на Рис. 2.24.

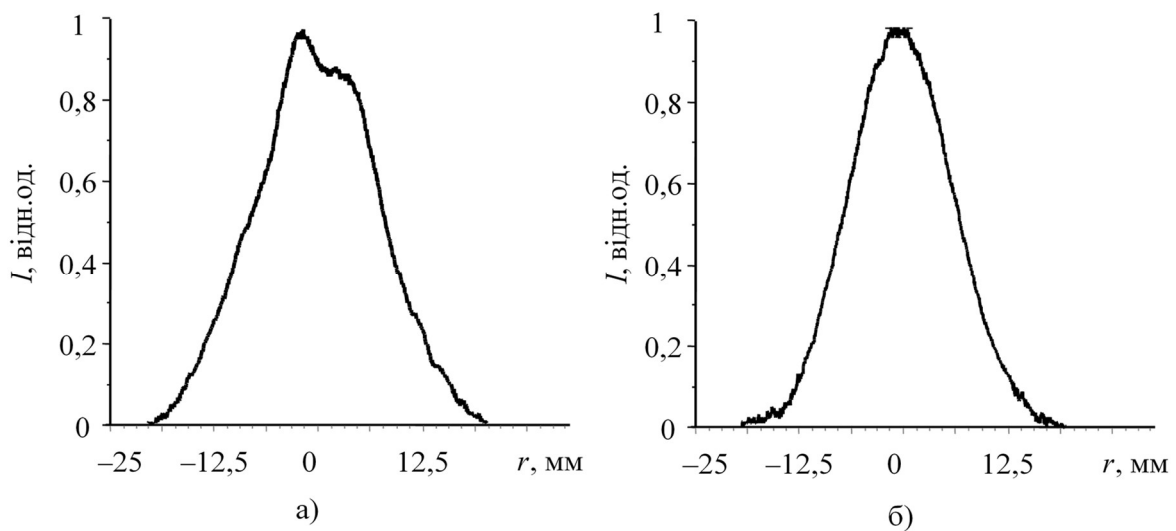


Рис. 2.24 Поперечний розподіл моди EH_{11q} в горизонтальній (а) та вертикальній (б) площинах

Інші моди в цьому спектрі по межмодовій відстані та поляризації

ідентифіковані як TM_{01q} , $TE_{01q}+EH_{21q}$, та EH_{12q} . Однак поперечний розподіл даних мод істотно змінюється. Наприклад, поперечний розподіл моди $TE_{01q}+EH_{21q}$ в горизонтальній (а) та вертикальній (б) площинах має вигляд, представлений на Рис 2.25. Її несиметричність пов'язана з тим, що моди TM_{01q} , $TE_{01q}+EH_{21q}$, та EH_{12q} мають істотне виродження.

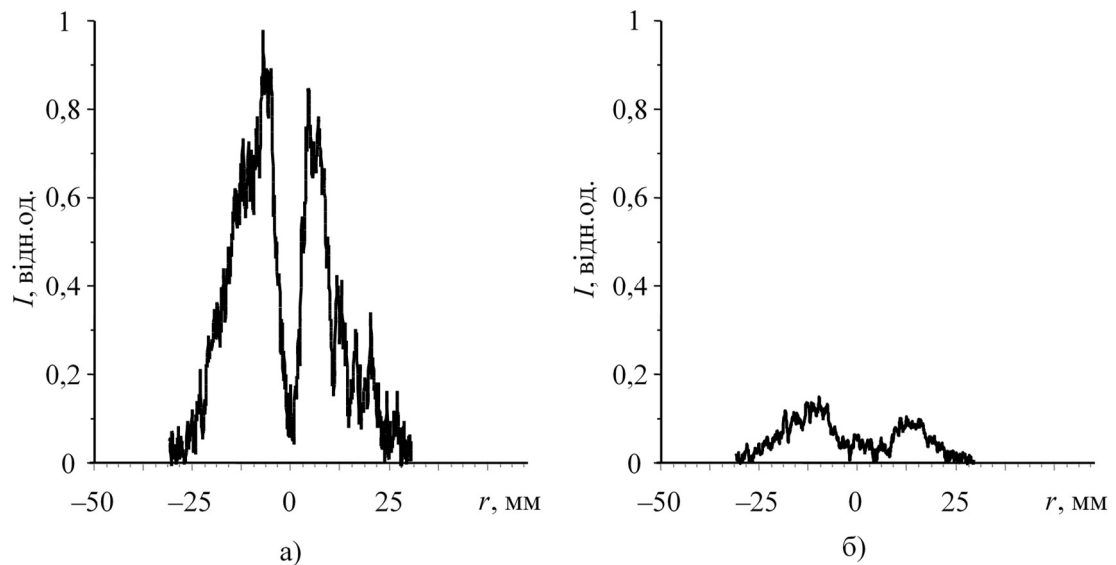


Рис. 2.25 Поперечний розподіл моди $TE_{01q}+EH_{21q}$ в горизонтальній (а) та вертикальній (б) площинах

Далі як вихідне дзеркало 18 терагерцової комірки досліджувалася радіально-симетрична решітка з просвітленої центральною частиною діаметром 12 мм (Рис. 2.22, дзеркало II). Перестроювальна характеристика лазера, яка отримана при використанні радіальної решітки з просвітленої центральною частиною в якості вихідного дзеркала 18 лазера наведено на Рис. 2.26.

У даній характеристиці спостерігаються дві моди приблизно рівної інтенсивності. Потужності цих мод 2,8 і 2,4 мВт, відповідно. Обидві моди мають лінійну поляризацію.

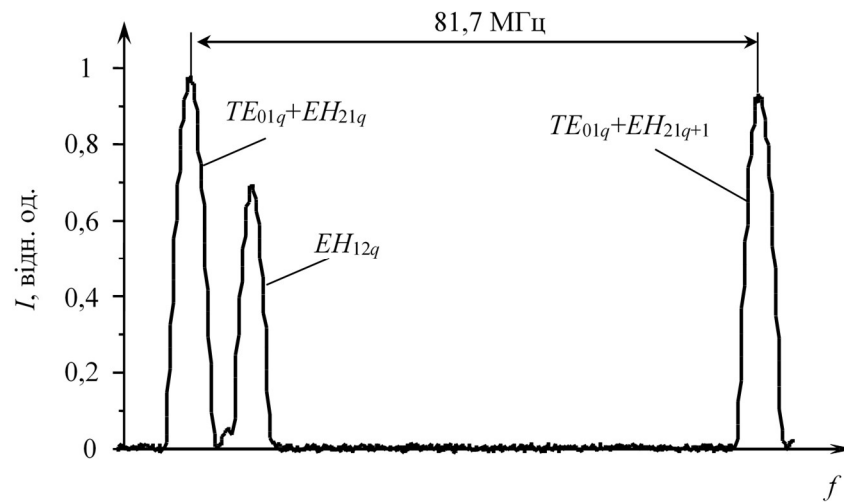


Рис. 2.26 Перестроювальна характеристика хвильовідного НСООН-лазера з радіально-симетричним дифракційним дзеркалом з центральною просвітленою частиною

Більша за інтенсивністю мода в горизонтальній площині має інтенсивність у 3 рази менше, ніж у вертикальній площині. Її поперечний розподіл у горизонтальній та вертикальній площині на відстані 70 см від вихідного дзеркала показано на Рис. 2.27. Враховуючи ці властивості, а також міжмодову відстань вона ідентифікована як $TE_{01q} + EH_{21q}$.

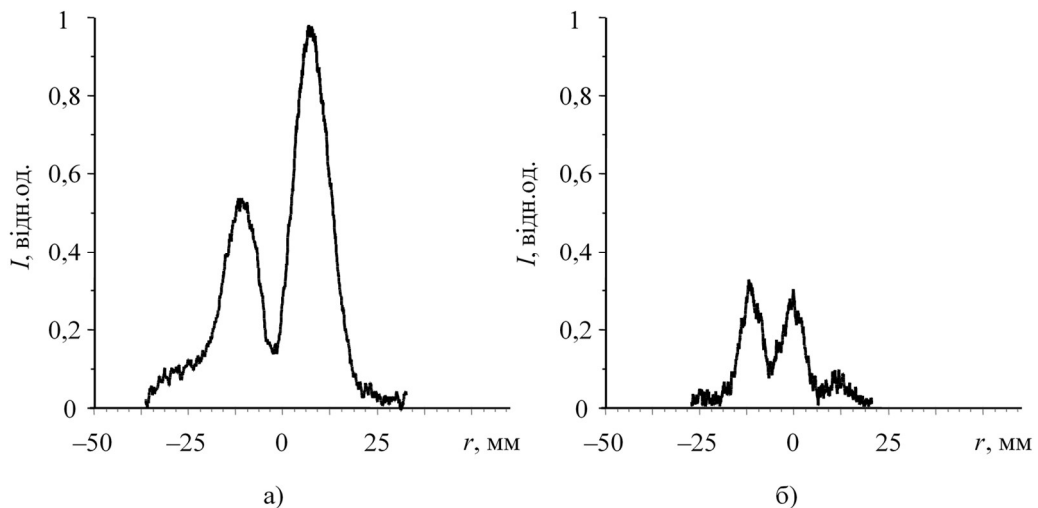


Рис. 2.27. Поперечний розподіл моди $TE_{01q} + EH_{21q}$ в горизонтальній (а) та вертикальній (б) площинах

Друга за величиною мода має поперечний розподіл у горизонтальній та вертикальній площині на відстані 70 см, показаний на Рис. 2.28. Міжмодова

відстань та близька до лінійної поляризації дає нам можливість ідентифікувати її як EH_{12q} . Несиметричність моди пов'язано з її виродженням.

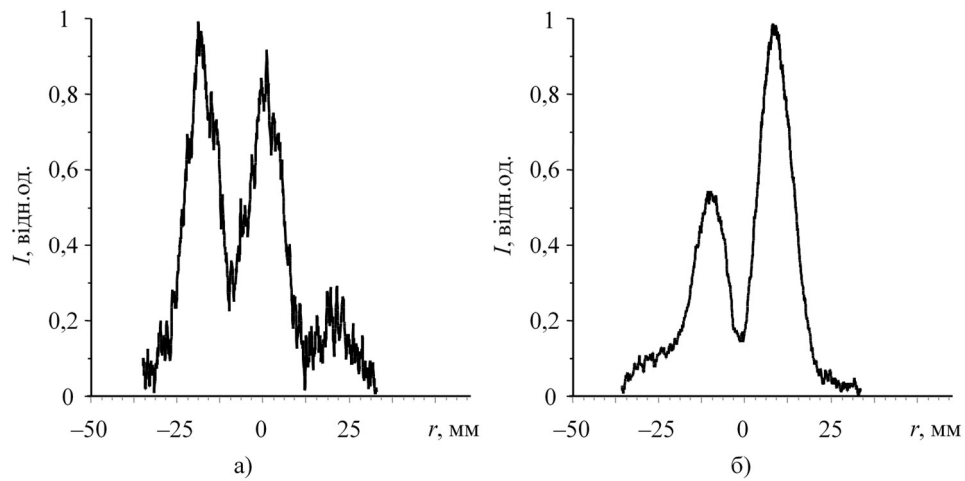


Рис. 2.28 Поперечний розподіл моди EH_{12q} на відстані 70 см у горизонтальній (а) та вертикальній (б) площинах

Наступне як вихідне дзеркало 18 терагерцової комірки досліджувалася радіально-симетрична решітка із центральною частиною, яка відбиває випромінювання, діаметром 6,5 мм (Рис. 2.22, дзеркало III). Перестроювальна характеристика лазера, яка отримана при використанні даного дзеркала, наведена на Рис. 2.29.

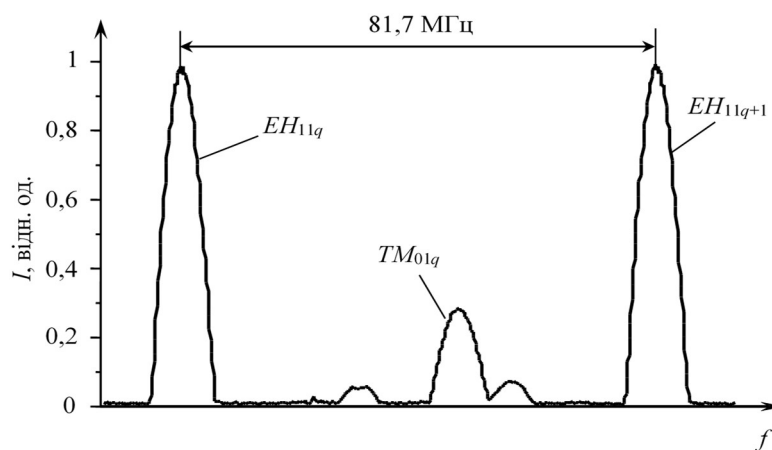


Рис. 2.29 Перестроювальна характеристика хвилевідного НСООН-лазера з радіально-симетричним дифракційним дзеркалом із центральною частиною, що відбиває випромінювання

На характеристиці ми спостерігаємо 4 моди. Поперечний розподіл основної моди в горизонтальному і вертикальному перетинах показано на Рис. 2.30. Мода має лінійну поляризацію і ідентифікована, як EH_{11q} . Друга за величиною мода має поперечний розподіл, показаний на Рис. 2.31.

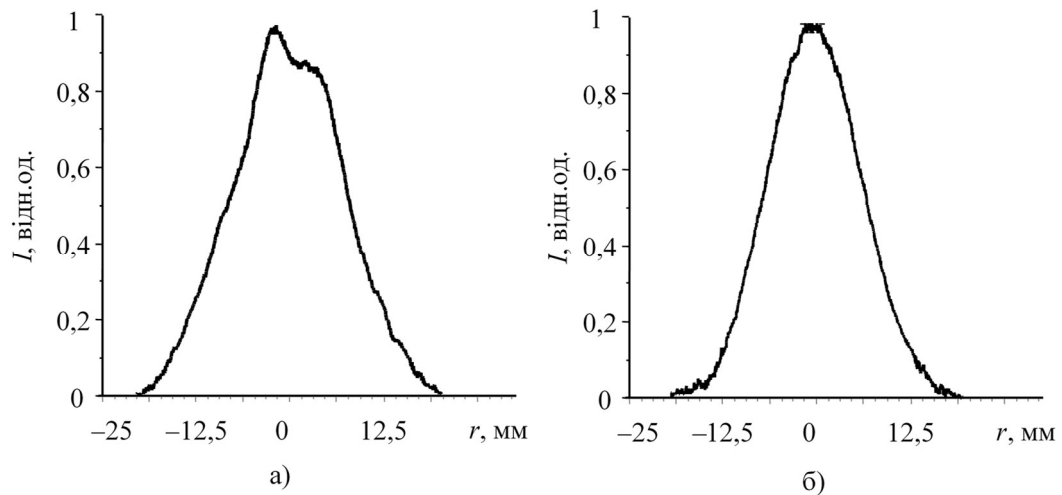


Рис. 2.30 Поперечний розподіл моди EH_{11q} в горизонтальній (а) та вертикальній (б) площині

Виміряна поляризація у вершинах розподілу на різних азимутах, свідчить, що дана мода має радіальну поляризацію (Рис. 2.32). Вигляд поперечного розподілу, міжмодова відстань і поляризація дає можливість ідентифікувати її як TM_{01q} . Інші моди мають великі втрати, тому їх не вдалося ідентифікувати.

Дослідження з радіально-симетричними дзеркалами різної конфігурації показали, що дуже складно виділити моду з радіальною поляризацією. Це вдалося зробити тільки з радіально-симетричним дифракційним дзеркалом **III** із центром, що відбиває випромінювання. Перевага даного дзеркала полягає в тому, що його структура з відбиваючим центром негативно впливає на моди, яким мають максимум поля на осі. Завдяки цьому відбувається перекачування енергії від моди EH_{12q} в необхідну моду TM_{01q} .

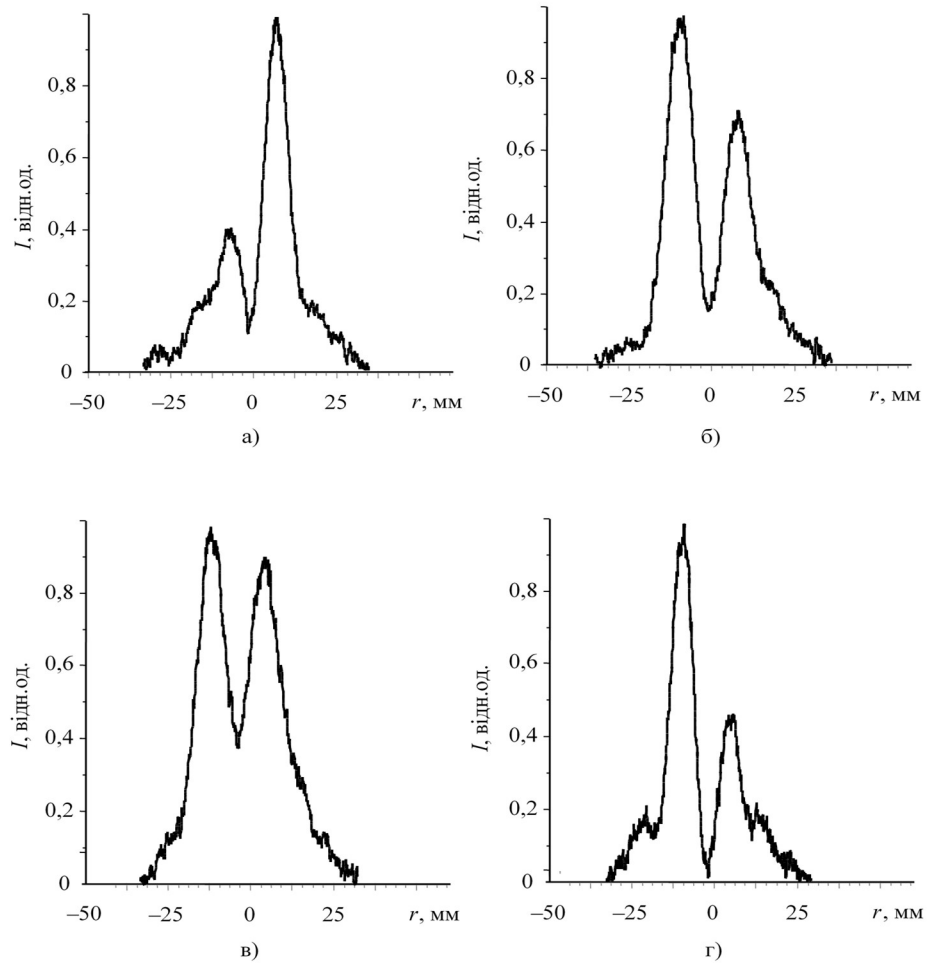


Рис. 2.31 Поперечний розподіли інтенсивності моди TM_{01q} на різних азимутах. а) горизонтальна площина; б) 45° ; в) вертикальна площина; г) 135°

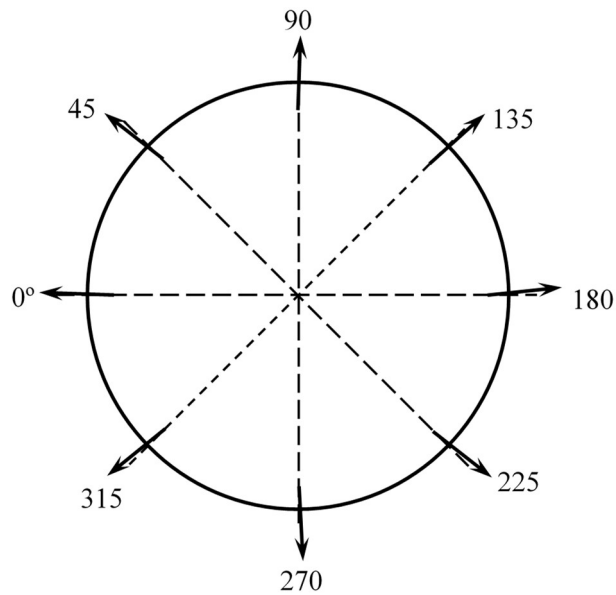


Рис. 2.32 Положення площин поляризації в максимумах інтенсивності моди TM_{01q} на різних азимутах. Напрямок вектора напруженості електричного поля обрано умовно

2.5 Формування мод вищого порядку з лінійною поляризацією

Використовуючи матричну методику, описану в підрозділі 2.1.2, були проведені розрахунки вхідного фазовоступеневого дзеркала для ефективної селекції EH_{12q} -моди у ХКР з високим ступенем дискримінації при цьому небажаних мод. На Рис. 2.33 наведено розрахункові залежності повних втрат енергії за круговий обхід мод досліджуваного резонатора від ширини канавки b дифракційного дзеркала. З рисунку видно, що розміщуючи канавку 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.

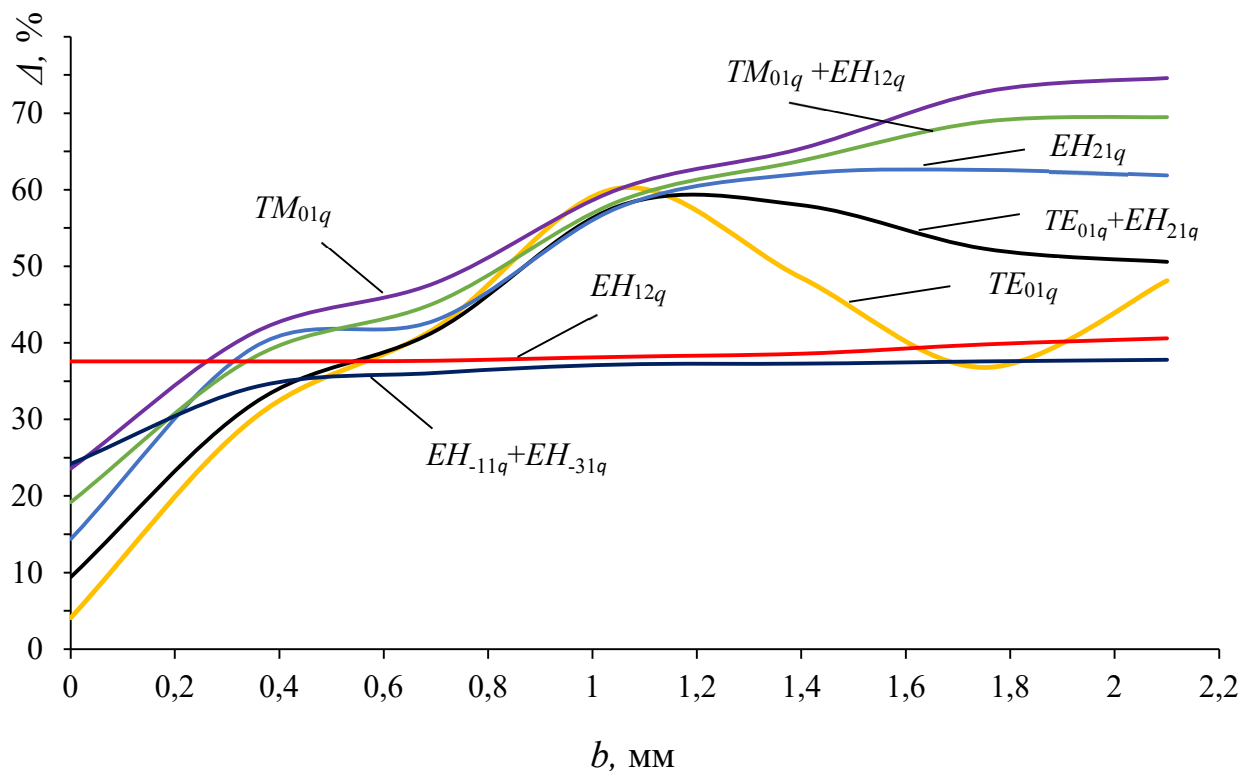


Рис 2.33 Розрахункові залежності повних втрат енергії за круговий обхід Δ мод досліджуваного резонатора від ширини канавки b дифракційного дзеркала

Для формування мод вищого порядку в якості вихідного однорідного дзеркала резонатора використовувалася ємкісна двовимірною сітка, виготовлена

напиленням алюмінію через матрицю на плоскопаралельну пластину кристалічного кварцу товщиною 4 мм. Вхідним відбивачем в цьому випадку служило неоднорідне дзеркало з центральним отвором зв'язку діаметром $d = 3$ мм, відбивну поверхню якого запропоновано виконати з канавкою шириною $b = 1,1$ мм. З урахуванням результатів розрахунків неоднорідне вхідне фазовоступеневе дзеркало було виготовлено механічним методом за допомогою спеціального різця. Профіль відбивача, використовуваного в експерименті, показаний на Рис. 2.34. Поглинаюча канавка була проточена різцем на глибину $0,11$ мм ($\lambda / 4$) на відстані $4,4$ мм від отвору зв'язку. Це забезпечувало селекцію вищої EH_{12} -моди в ХКР з високим ступенем дискримінації небажаних мод.

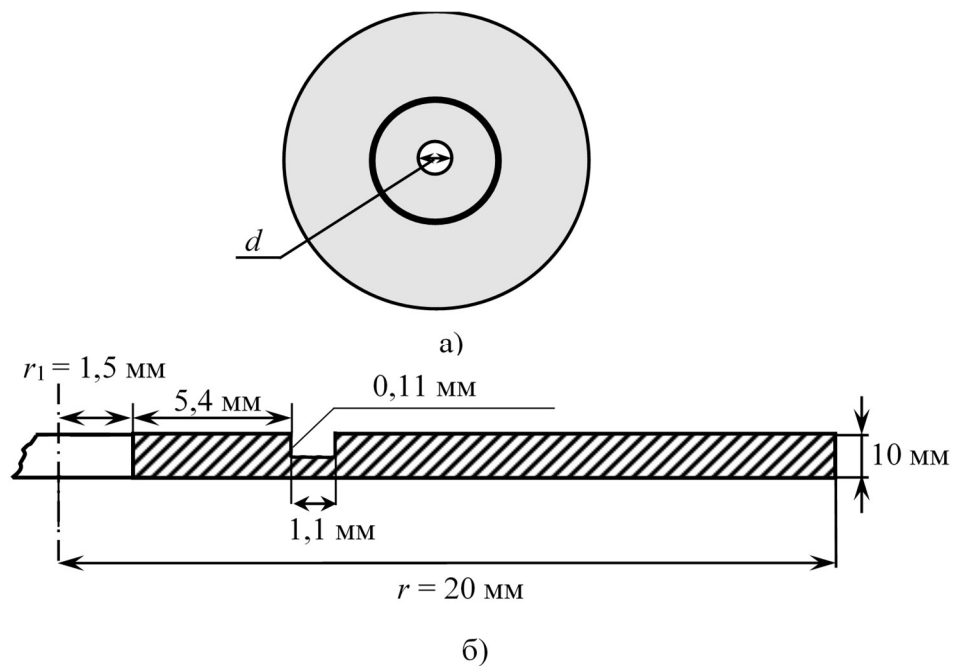


Рис.2.34 Профіль вхідного дифракційного фазовоступеневого дзеркала. а) рельєф поверхні дзеркала, б) поперечний переріз дзеркала

На Рис. 2.35 наведено спектр збуджуваних мод лазера, отриманий експериментально при використанні запропонованого вхідного неоднорідного фазовоступеневого дзеркала і вихідного однорідного ємнісного дзеркала.

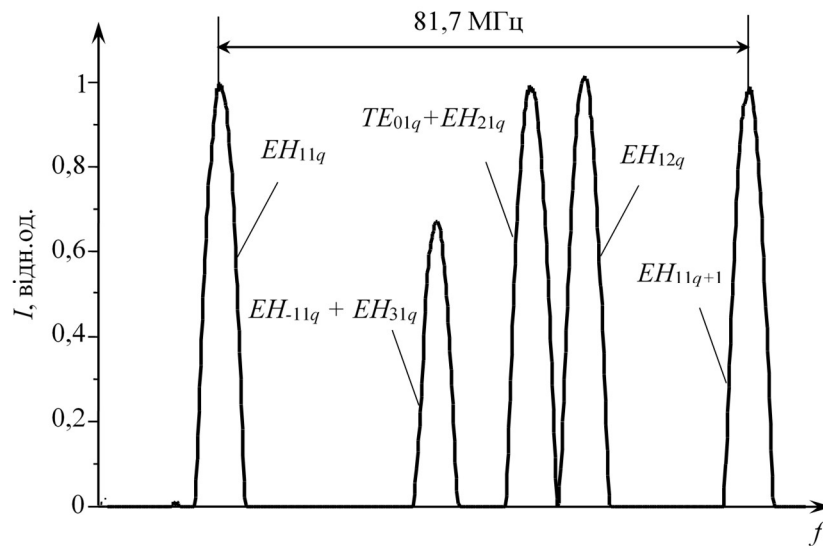


Рис. 2.35 Перестроювальна характеристика хвильовідного НСООН-лазера з вхідним фазовоступеневим дзеркалом

При перестроюванні довжини резонатора спостерігаються 4 резонаторні моди, які мають лінійну поляризацію і практично однакову потужність випромінювання. Потужність випромінювання ТГц-лазера на модах EH_{11q} , $TE_{01q} + EH_{21q}$ і $EH_{-11q} + EH_{31q}$ склала 8 мВт, на моді EH_{12q} – 7,9 мВт. Ці моди були ідентифіковані на підставі отриманого поперечного розподілу та межмодовій відстані. Поперечний розподіл інтенсивності поля EH_{12q} -моди в дальній зоні на виході лазера показано на Рис. 2.36.

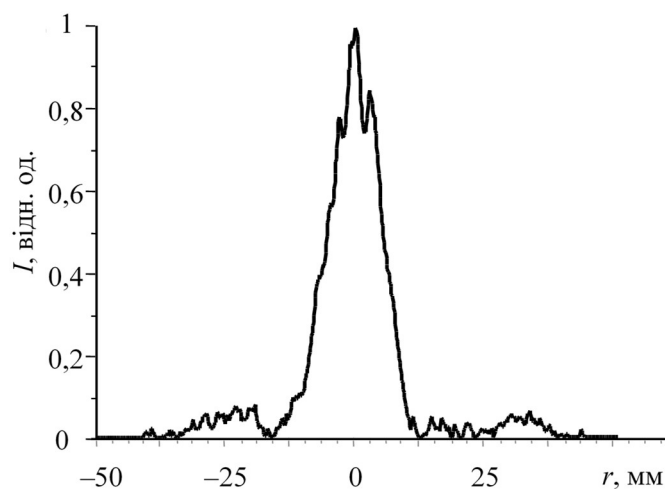


Рис. 2.36 Експериментальний поперечний розподіл інтенсивності поля EH_{12q} -моди на відстані 100 см від вихідного дзеркала лазера

Таким чином показано, що запропоноване фазовоступеневе дзеркало з канавкою, що розсіює, ефективно формує необхідну вищу поперечну моду.

Висновки до розділу 2

1. Запропоновано методику розрахунку і отримано кількісні показники для коефіцієнтів відбиття і проходження хвилевідних мод для дифракційного дзеркала у вигляді великомасштабної багатокільцевої діафрагми, розташованої усередині порожнистого круглого діелектричного хвилеводу.

2. Вперше запропоновано і теоретично обґрунтовано метод формування окремої поперечної моди з азимутальною поляризацією поля в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на виконанні одного з дзеркал квазіоптичного хвилевідного резонатора у вигляді шару діелектрика з нанесеною на нього азимутально-симетричною металевою великомасштабною дифракційною решіткою. Експериментально підтверджено ефективне збудження поперечної моди з азимутальною поляризацією випромінювання TE_{01q} на виході хвилевідного НСОН-лазера, який оптично накачується, з вхідним великомасштабним дифракційним дзеркалом, що відбиває випромінювання.

3. Запропоновано вихідне азимутально-симетричне дрібномасштабне дифракційне дзеркало без зовнішніх кіл, яке селектує небажані моди і формує необхідну моду з азимутальною поляризацією випромінювання. Експериментально доведено, що дане дзеркало має меншу енергетичну ефективність у порівнянні з дрібномасштабним дифракційним дзеркалом з просвітленим центром.

4. Вперше запропоновано, теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено метод формування вищої EH_{12} -моди в лазерному резонаторі терагерцового діапазону, що спирається на розміщенні канавки шириною $2,3 - 2,8 \lambda$, що розсіює, на поверхні одного з дзеркал

хвилевідного квазіоптичного резонатора. Це дозволяє значно збільшити втрати для всіх небажаних мод, а втрати для вищої EH_{12} -моди залишити практично незмінними, що створює умови для її переважного збудження.

5. Експериментально підтверджено ефективне збудження поперечної моди з радіальною поляризацією випромінювання TM_{01q} на виході лазера з напівпрозорим радіально-симетричним дифракційним дзеркалом із центром, що відбиває випромінювання.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [33–35, 48]

РОЗДІЛ 3

ФОКУСУВАННЯ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ З РІЗНИМ ТИПОМ ПРОСТОРОВОЇ ПОЛЯРІЗАЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Терагерцові (ТГц) лазерні пучки можна використовувати для діагностики тонких плівок і поверхні матеріалів, дослідження біологічних об'єктів і досягнення субхвильового дозволу в томографії, а також в системах передачі та обробки інформації, в системах зв'язку, для обробки зображень і в літографії. Останнім часом значна увага приділяється радіальному і азимутальному поляризованому лазерному випромінюванню. У ряді статей показано, що таке випромінювання має значну перспективу застосування при створенні оптомагнітних пристроїв, може поліпшити конфігурацію фокусної плями, зменшити фокусна відстань і досягти більшої глибини фокусування [175, 176].

У видимому діапазоні встановлені фізичні принципи фокусування лазерних променів з неоднорідною просторовою поляризацією випромінювання [177], показана можливість формування і управління світловими полями з субхвильовими розмірами областей локалізації енергії. Для ТГц-діапазону фокусувальні властивості лазерних пучків з неоднорідною просторовою поляризацією були вивчені лише в невеликій кількості статей. У даних роботах досліджувався випромінювання міліватних генераторів субпікосекундних широкосмугових імпульсів фемтосекундних лазерів. Такий підхід призводить до досить високої складності виготовлення лазерних систем. Для розширення можливостей науково-технічних застосувань актуальним є дослідження розподілів інтенсивності в фокальній області фокусувальної системи при різних типах неоднорідної просторової поляризації безперервного ТГц випромінювання.

У даному розділі представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень закономірностей фокусування поперечних

мод з просторово-неоднорідною поляризацією в діелектричному та металевому резонаторах ТГц лазера.

3.1 Фокусування мод нижчого порядку випромінювання терагерцового лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу

3.1.1 Теоретичні співвідношення. Поширення у вільному просторі лазерного випромінювання уздовж осі Oz описується відомими інтегралами Релея-Зоммерфельда в непараксіальному приближенні [178]. Дані інтеграли в циліндричній системі координат мають наступний вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^3} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_r(r, \phi + \theta, 0) \cos\phi - \right. \\ &\quad \left. - E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \sin\phi \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^2} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_r(r, \phi + \theta, 0) \sin\phi + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \cos\phi \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \\ E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{ik}{2\pi\xi^2} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_r(r, \phi + \theta, 0) (r - \rho \cos\phi) + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \rho \sin\phi \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \end{aligned} \right. \quad (3.1)$$

де $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число; λ – довжина хвилі; ρ, θ, z – циліндричні координати в площині спостереження; r і ϕ – полярні координати в області завдання початкового поля; $\xi = \sqrt{z^2 + \rho^2}$; $\gamma = k\rho / \xi$.

Моди досліджуваного лазерного резонатора, що використовується для фокусування випромінювання, збігаються з модами круглого діелектричного

хвильоводу. Нехай в початковій площині задано випромінювання у вигляді симетричних азимутально і радіально поляризованих TE_{01} -, TM_{01} -, та несиметричних лінійно поляризованих EH_{11} - і $(TE_{01}+EH_{21})$ -мод круглого порожнистого діелектричного хвильоводу радіусом a_1 (Рис. 3.1).

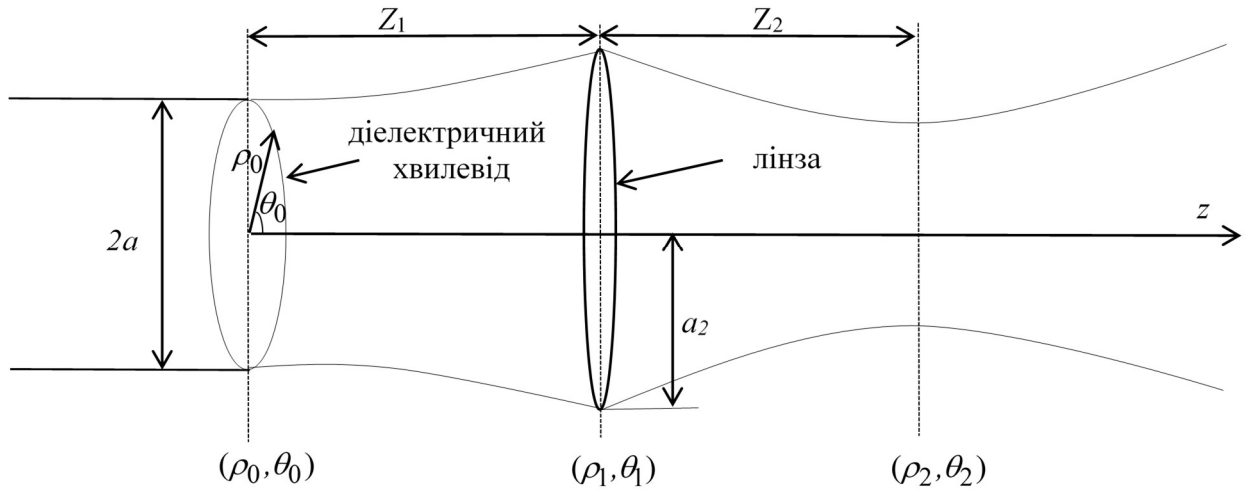


Рис. 3.1 Теоретична схема розрахункової моделі

Нормовані компоненти електричних полів в площині джерела (на вихідному дзеркалі лазера) для даних мод мають вигляд [159]:

$$TE_{01}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = 0, \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = A_{01} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right), \end{cases} \quad (3.2)$$

$$TM_{01}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = B_{01} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (3.3)$$

$$EH_{11}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = C_{11} J_0 \left(\chi_{11} \frac{r}{a_1} \right) \sin(\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = C_{11} J_0 \left(\chi_{11} \frac{r}{a_1} \right) \cos(\phi), \end{cases} \quad (3.4)$$

$$(TE_{01}+EH_{21})\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = D_{21} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) \sin(2\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = D_{21} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) \cos(1+2\phi), \end{cases} \quad (3.5)$$

де $A_{01} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} \chi_{01} J_0(\chi_{01})}$, $B_{01} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} J_2(\chi_{01})}$, $C_{11} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} J_1(\chi_{11})}$,
 $D_{21} = \frac{\sqrt{2}}{2a_1 \sqrt{\pi} J_2(\chi_{21})}$ – нормуючі множники; J_0, J_1, J_2 – функції Бесселя першого роду; $\chi_{01}, \chi_{11}, \chi_{21}$ – корні рівняння $J_1(\chi) = 0$.

Використовуючи вирази для компонент поля, наприклад TM_{01} -моди (3.3) і застосувавши до них інтегральні перетворення Релея-Зоммерфельда (3.1) ми отримаємо вирази для компонент поля даної моди у вільному просторі на відстані z_1 від торця хвилеводу:

$$\begin{cases} E_{r_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = -\frac{kz_1}{\xi_1^2} \exp(ik\xi_1) B_{01} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \\ E_{\phi_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = 0, \\ E_{z_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) = \frac{ik}{\xi_1^2} \exp(ik\xi_1) B_{01} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{01} \frac{r}{a_1} \right) [r J_0(\gamma_1 r) + i\rho J_1(\gamma_1 r)] \times \\ \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \end{cases} \quad (3.6)$$

де $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$, $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$.

Поле на вході і виході лінзи радіусом a_2 опишемо з використанням функції фазової корекції $Ph(\rho_1) = \exp\left(\frac{-i\pi\rho_1^2}{\lambda F}\right)$, де F – фокусна відстань лінзи [179]. Знову застосувавши до компонентів вектору напруженості

електричного поля (3.6), знайденим після фазової корекції, інтегральні перетворення Релея-Зоммерфельда (3.1), отримаємо аналітичні вирази для поперечних і поздовжньої компонент поля TM_{01} -моди на відстані z_2 від лінзи:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \end{aligned} \right. \quad (3.7)$$

де ρ_2, θ_2, z_2 – циліндричні координати в площині спостереження за лінзою, $\xi_2 = \sqrt{z_2^2 + \rho_2^2}$, $\gamma_2 = k\rho_2 / \xi_2$. Аналогічно в площині спостереження було отримано вирази для всіх компонент вектору напруженості електричного поля TE_{01} -, EH_{11} - і $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод.

Компоненти поля для азимутально поляризованої симетричної TE_{01} -моди на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{01} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\quad \times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0. \end{aligned} \right. \quad (3.8)$$

Компоненти поля для лінійно поляризованих EH_{11} і $(TE_{01}+EH_{21})$ -мод на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{11} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2) C_{11} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{11} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times [i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\ &\times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (3.9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) D_{21} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \\ &\times \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{-ik^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2 + 1) D_{21} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \\ &\times \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) D_{21} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_2(\gamma_2 \rho_1) - i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \\ &\times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (3.10)$$

3.1.2 Результати розрахунків та їх аналіз За допомогою отриманих в 3.1.1 виразів, проведено розрахунки сумарної інтенсивності поля досліджуваних мод $I = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$, а також інтенсивності їх поздовжніх компонент в фокальній області лінзи. 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 $F = 36,36$ мм вибиралася відповідно до умов гострого (числова апертура лінзи [180] $NA = 0,68$, де $NA = a_2 / F$) і $F = 160$ мм відповідно до умов помірнього фокусування ($NA = 0,16$). Для повного перехоплення пучка відстань z_1 була вибрана рівною 300 мм.

На Рис. 3.2 – 3.3 показано розподіли сумарної інтенсивності поля радіально поляризованої TM_{01} -моди і інтенсивності її поздовжньої компоненти при помірному і гострому фокусуванні в фокальній області лінзи. Сумарна інтенсивність поля даної моди визначається тільки двома компонентами – E_r та E_z .

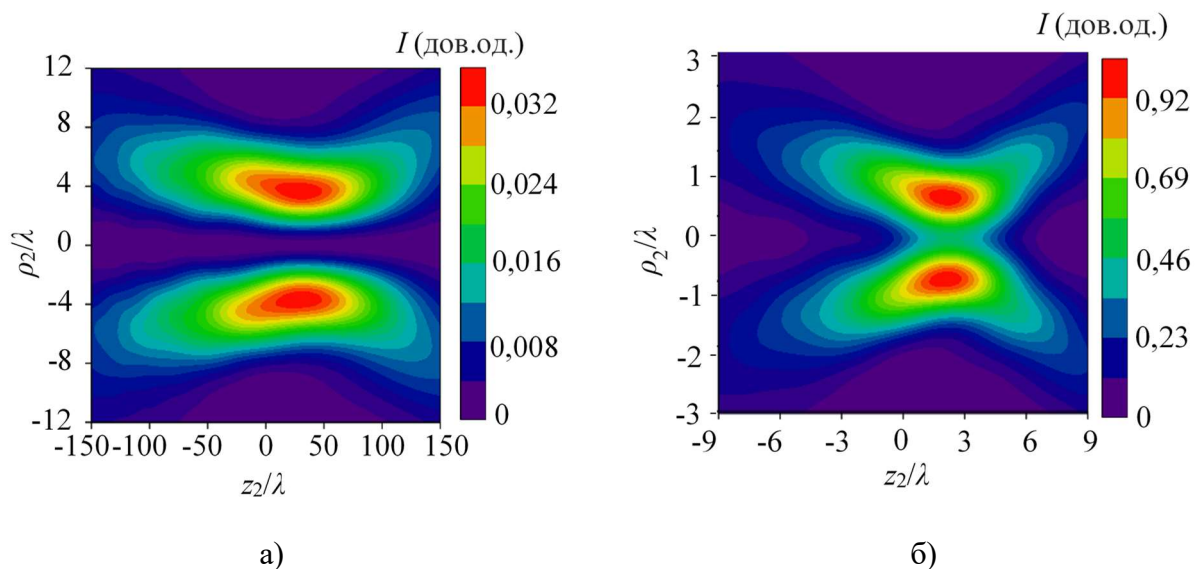


Рис. 3.2 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TM_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

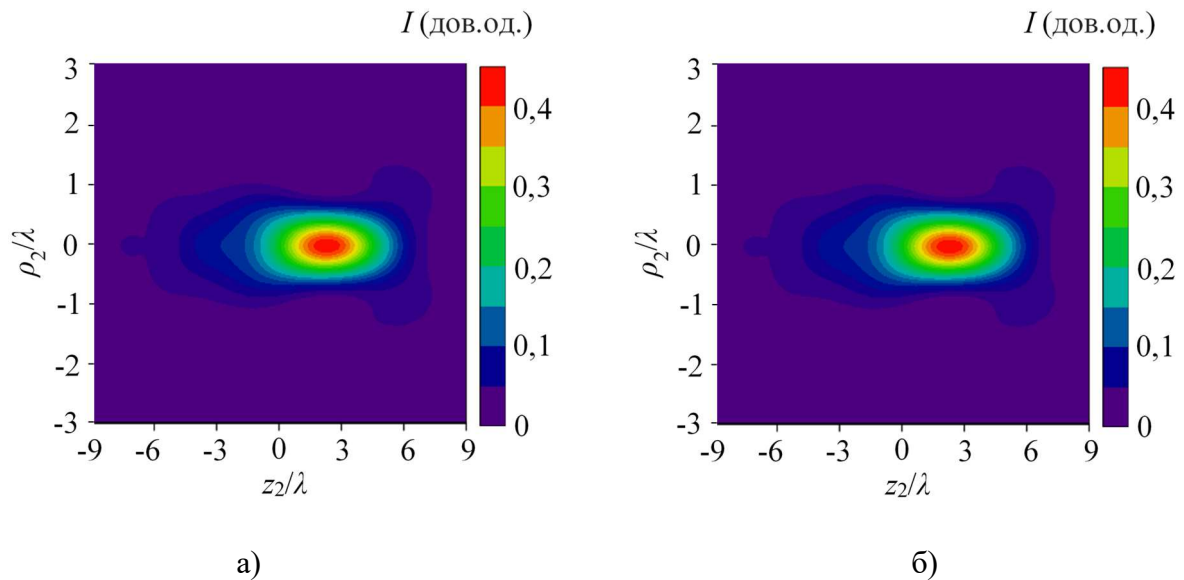


Рис. 3.3 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

З рисунків видно, що при гострому фокусуванні випромінювання в розподілі поля спостерігається значне зростання осьової інтенсивності (Рис. 3.2, б), яке відсутнє при помірному фокусуванні (Рис. 3.2, а). Це обумовлено тим, що поздовжня компонента поля при гострому фокусуванні дає істотний внесок у загальну інтенсивність даної моди (Рис. 3.3, б). Максимальне значення сумарної інтенсивності поля даної моди в 29 разів вище при гострому, ніж при помірному фокусуванні. При цьому діаметр пучка TM_{01} -моди в фокусі лінзи по полуспаду інтенсивності FWHM (full width at half maximum) при помірному фокусуванні $FWHM = 11,9\lambda$, а при гострому $FWHM = 2,7\lambda$.

Розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованої TE_{01} -моди діелектричного резонатора в фокальній області лінзи зберігає кільцеподібний вигляд (Рис. 3.4) як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Визначається сумарна інтенсивність цієї моди тільки однією поперечною кутовою компонентою (3.8). Діаметр пучка даної моди в фокусі лінзи при помірному фокусуванні $FWHM = 10,8\lambda$, а при гострому $FWHM = 2,5\lambda$. Максимальне значення сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди, також, як

і TM_{01} -моди, при гострому фокусуванні збільшується в 30 разів у порівнянні з помірним фокусуванням.

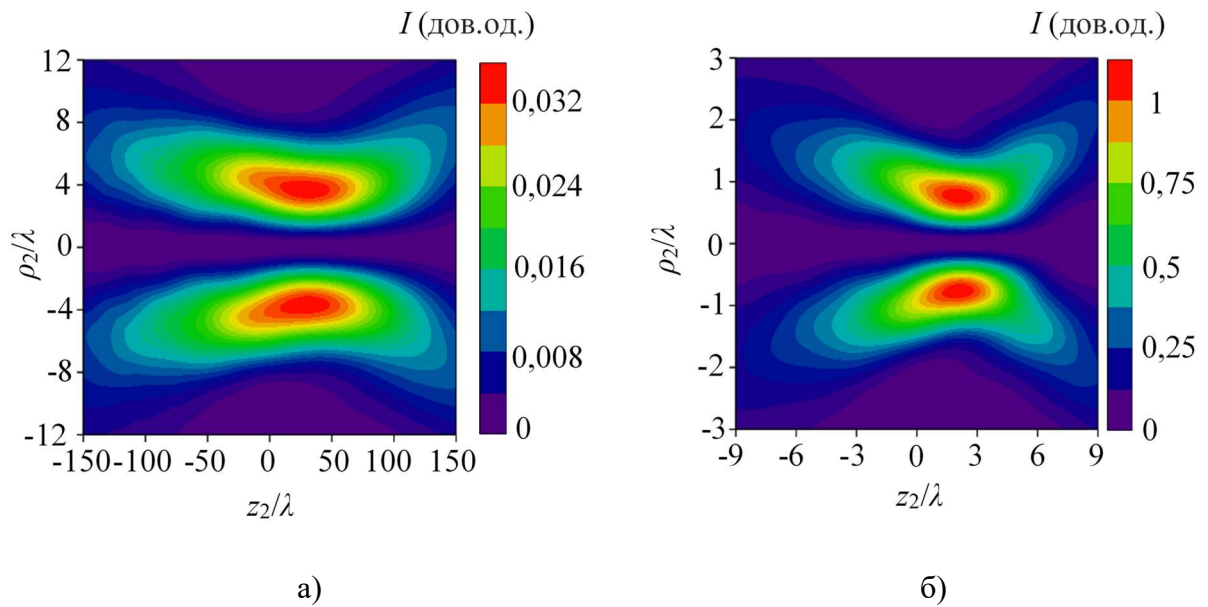


Рис. 3.4 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

На Рис. 3.5 – 3.6 наведено розподіли сумарної інтенсивності поля і інтенсивності її поздовжньої компоненти для лінійно поляризованої EH_{11} -моди.

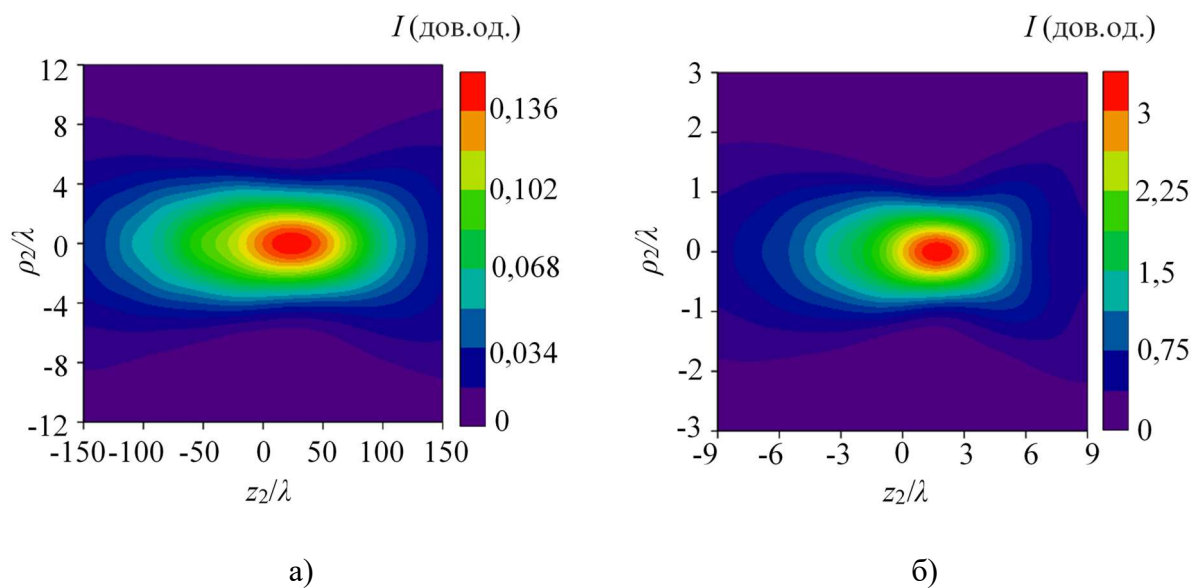


Рис. 3.5 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля EH_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

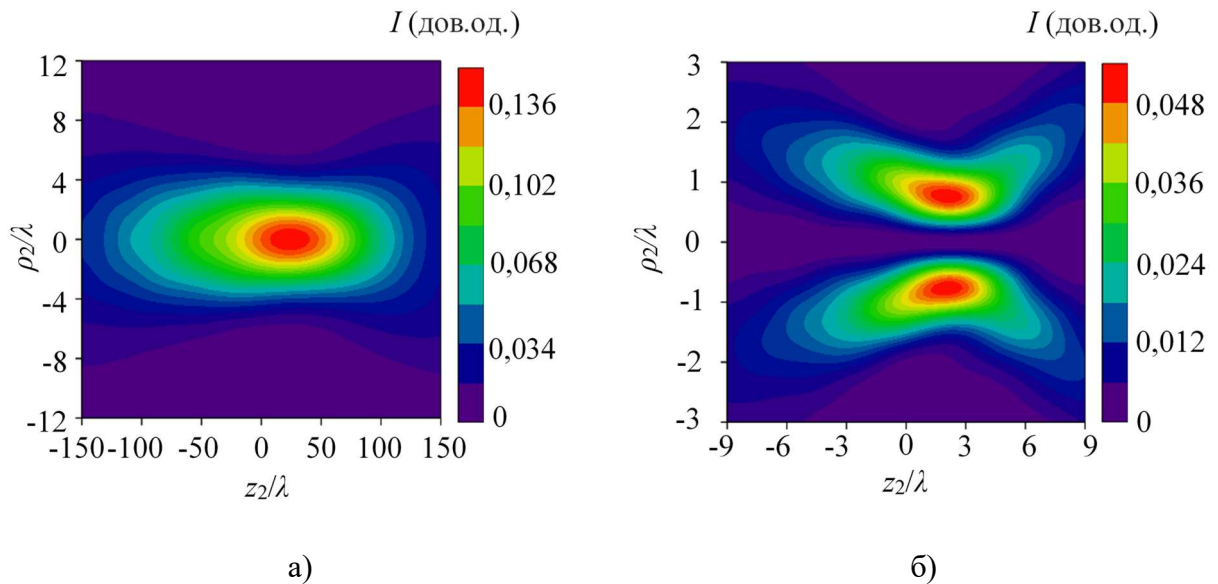


Рис. 3.6 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля EH_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Сумарна інтенсивність поля EH_{11} -моди в центрі фокальної плями має максимум (Рис. 3.5) і при гострому фокусуванні він в 22 рази вище, ніж при помірному. Діаметр пучка EH_{11} -моди фокусі лінзи при помірному фокусуванні $\text{FWHM} = 5,1\lambda$, тоді як при гострому $\text{FWHM} = 1,2\lambda$. При цьому сумарна інтенсивність поля даної моди визначається всіма трьома компонентами. У поздовжньої компоненти поля EH_{11} -моди в фокальній області лінзи спостерігається провал (Рис. 3.6), проте вклад цієї компоненти в сумарну інтенсивність незначний.

Для лінійно поляризованої $(TE_{01}+EH_{21})$ -моди в фокальній області лінзи поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля має провал як при гострому, так і при помірному фокусуванні (Рис. 3.7). Максимальне значення сумарної інтенсивності поля даної моди при гострому фокусуванні перевищує максимальне значення при помірному в 18 разів. Сумарна інтенсивність поля даної моди, як і для моди EH_{11} , визначається всіма трьома компонентами. При цьому діаметр пучка $(TE_{01}+EH_{21})$ -моди в фокусі лінзи при помірному фокусуванні $\text{FWHM} = 13,18\lambda$, а при гострому $\text{FWHM} = 3,00\lambda$.

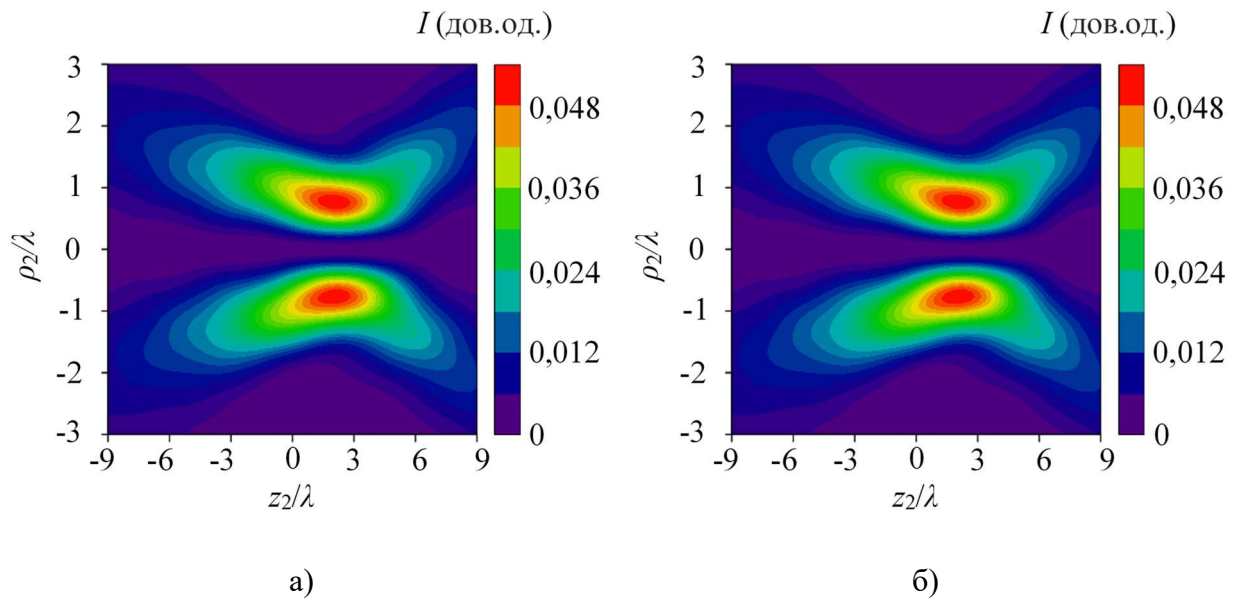


Рис. 3.7 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля $(TE_{01}+EH_{21})$ -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Провал в фокальній області лінзи спостерігається і у поздовжньої компоненти поля $(TE_{01}+EH_{21})$ -моди (Рис. 3.8).

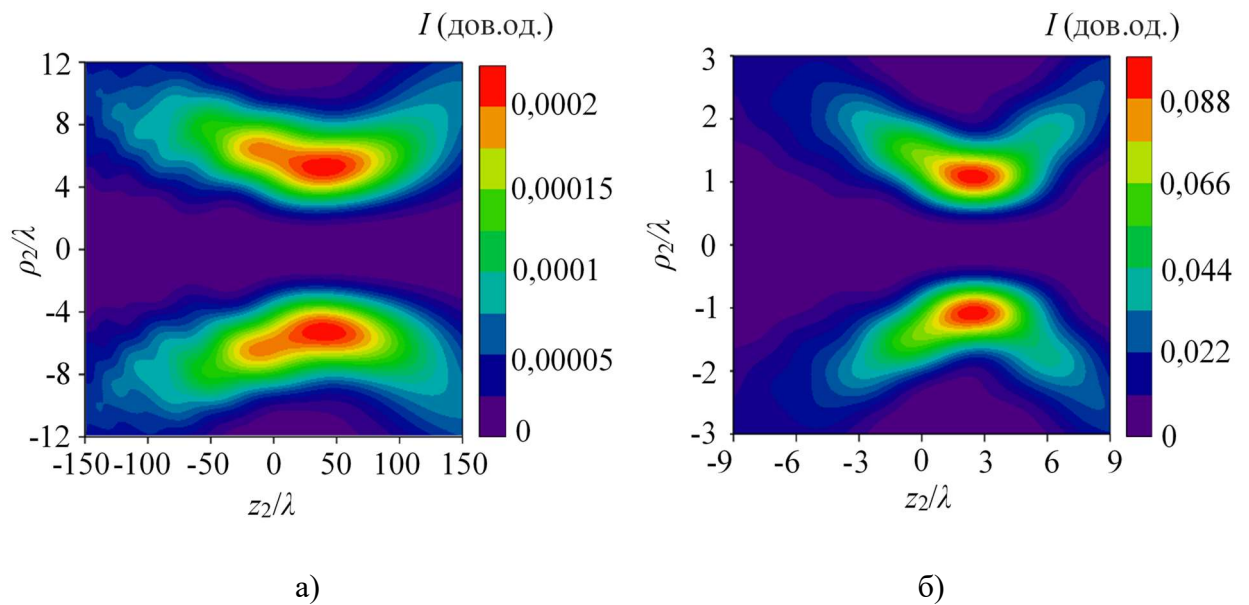


Рис. 3.8 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля $(TE_{01}+EH_{21})$ -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Також було проведено розрахунок впливу числової апертури лінзи NA при її різних значеннях на вклад поздовжньої компоненти поля в сумарну інтенсивність мод в фокальній області лінзи за виразом:

$$\eta(z_2) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_z(\rho_2, \theta_2, z_2)|^2 \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left[|E_r(\rho_2, \theta_2, z_2)|^2 + |E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2)|^2 + |E_z(\rho_2, \theta_2, z_2)|^2 \right] \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}. \quad (3.11)$$

Результати розрахунку приведено на Рис. 3.9. Видно, що при збільшенні числової апертури лінзи зростає внесок поздовжньої компоненти поля η в сумарну інтенсивність. Для TM_{01} -моди при заданій в розрахунках числовій апертурі лінзи 0,68 внесок поздовжньої компоненти в сумарну інтенсивність досягає 20 %, а для EH_{11} - та $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод при цьому ж значення числової апертури приблизно до 3 %.

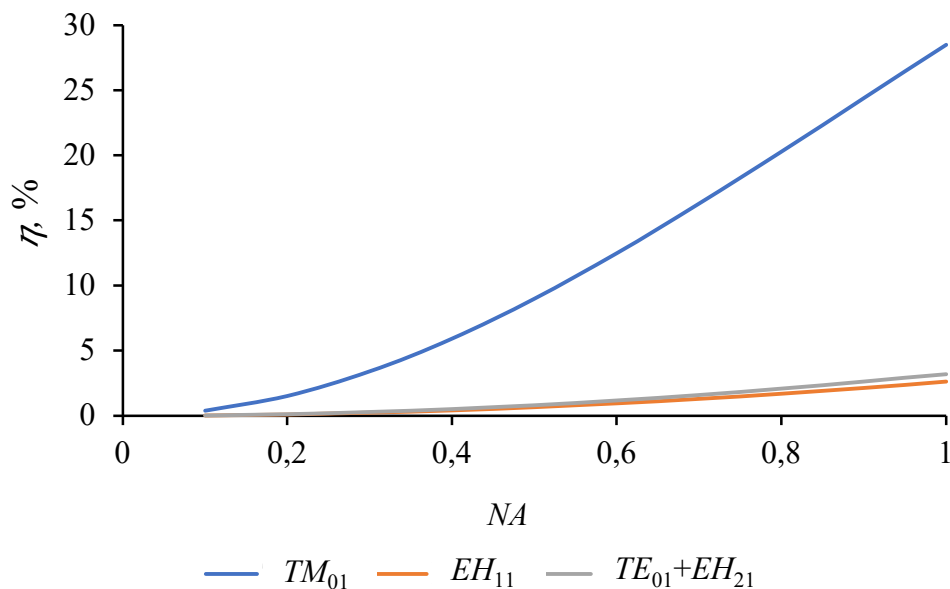


Рис. 3.9 Залежності відносного вкладу η поздовжніх компонент поля TM_{01} -, EH_{11} - і $(TE_{01}+EH_{21})$ -мод в їх сумарну інтенсивність при різних значеннях числової апертури лінзи NA

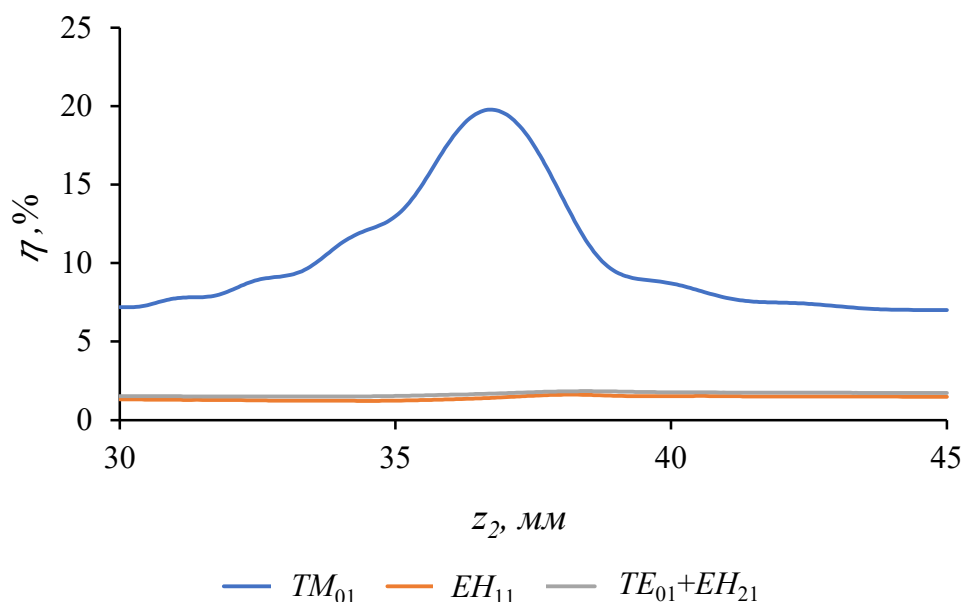


Рис. 3.10 Залежності відносного вкладу η поздовжніх компонент поля TM_{01} , EH_{11} і $TE_{01}+EH_{21}$ мод в їх сумарну інтенсивність від відстані z_2 в фокальній області при гострому фокусуванні

Також розраховано внесок поздовжньої компоненти поля при гострому фокусуванні ($F = 36,36$ мм) в сумарну інтенсивність TM_{01} -, EH_{11} - та $(TE_{01} + EH_{21})$ -мод в залежності від відстані z_2 . Результати розрахунку наведені на Рис. 3.10. Видно, що зростання спостерігається в невеликій локальній області близько фокусної відстані лінзи.

3.1.3 Порівняння результатів розрахунків і експериментів. Для формування випромінювання з неоднорідною просторовою поляризацією було використано терагерцовий лазер, в резонатор якого було введено неоднорідні дзеркала. Структура цих дзеркал представляє великомасштабні металеві дифракційні решітки з різним періодом, що відбивають (Розділ 2). Експериментальні дослідження проводились на універсальній установці на основі терагерцового лазера з оптичним накачуванням (Рис. 2.10), що дозволяє проводити дослідження енергетичних і поляризаційних характеристик сфокусованих лазерних пучків безперервного випромінювання. Для експериментальних досліджень було обрано довжину хвилі випромінювання 432,6 мкм (лінія генерації терагерцового лазера на

молекулі мурашиної кислоти HCOOH , лінія генерації CO_2 -лазера з довжиною хвилі 9,27 мкм). При вивченні фізичних особливостей фокусування терагерцових лазерних пучків використовувалися довгофокусна (з числовою апертурою $NA = 0,16$) та короткофокусна (з числовою апертурою $NA = 0,68$) лінзи. Ці лінзи було виготовлено з кристалічного кварцу. У кварцових лінз вісь z була спрямовано вздовж оптичної осі.

Фокусування лінійно поляризованого випромінювання. Для дослідження фізичних особливостей помірною та гострою фокусування лінійно поляризованого терагерцового випромінювання в резонаторі ТГц лазера використовувалось дзеркало I (Рис. 2.16). Лазер налагоджувався на лінійно поляризовану симетричну моду EH_{11} (Рис 2.27). Поперечний нормований розподіл інтенсивності поля даної моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера (в площині розташування лінзи) наведено на Рис. 3.10. З рисунку видно гарне співпадіння експериментальних і розрахункових (за виразом 3.9) результатів.

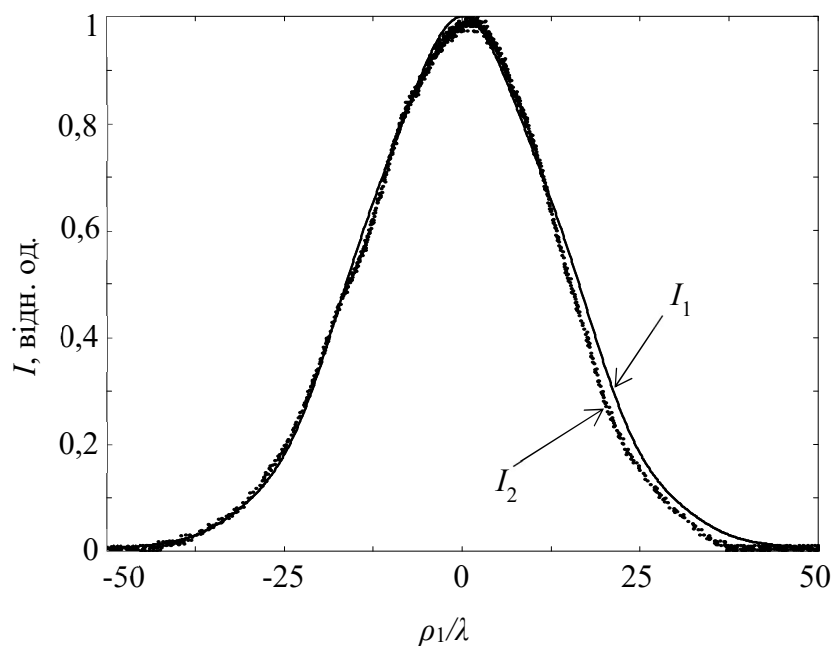


Рис. 3.10 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли інтенсивності поля EH_{11} моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера

Для повного перехоплення пучка на відстані z_2 від лінзи були встановлені довгофокусна лінза з фокусною відстанню 160 мм і короткофокусна з фокусною відстанню 36,36 мм. Переміщуючи детектор 19 (Рис. 2.10) уздовж оптичної осі в фокальних областях лінз було виміряно поперечні розміри пучка випромінювання досліджуваної моди FWHM при помірному та гострому фокусуванні. Результати вимірювань і числових розрахунків приведено на Рис. 3.11 – 3.12. Поперечний розмір пучків d та повздовжня відстань z_2 приведені відносно довжини хвилі випромінювання λ . З рисунків видно співпадіння експериментальних та розрахункових даних. Мінімальний діаметр сфокусованої EH_{11} -моди при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $FWHM = 4,7\lambda$ ($FWHM = 5,1\lambda$ – в теорії), а при гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $FWHM = 1,4\lambda$ ($FWHM = 1,2\lambda$ – в теорії).

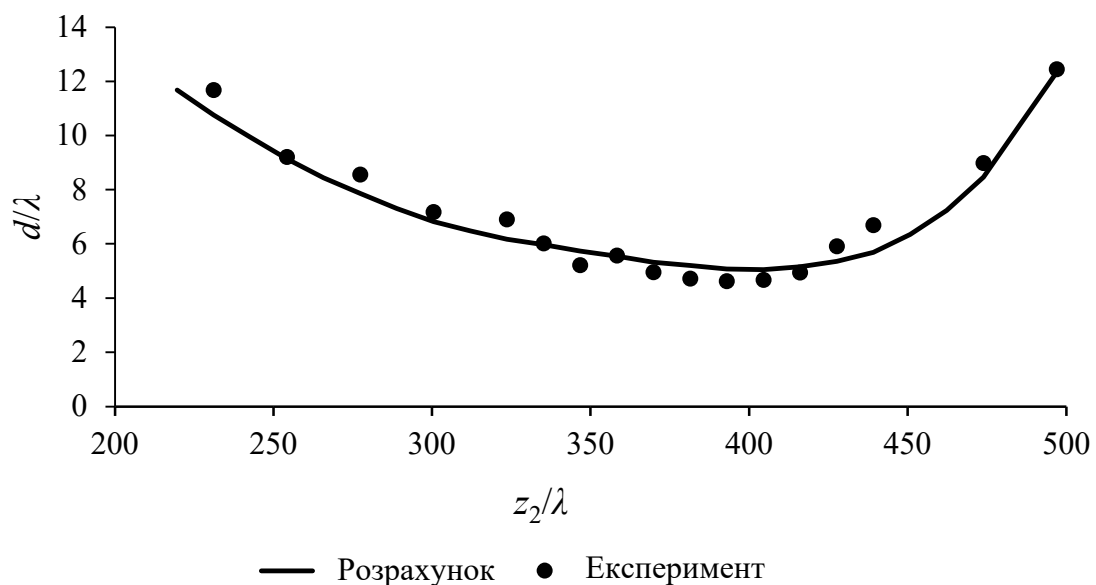


Рис 3.11. Залежність діаметра пучка d помірно сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

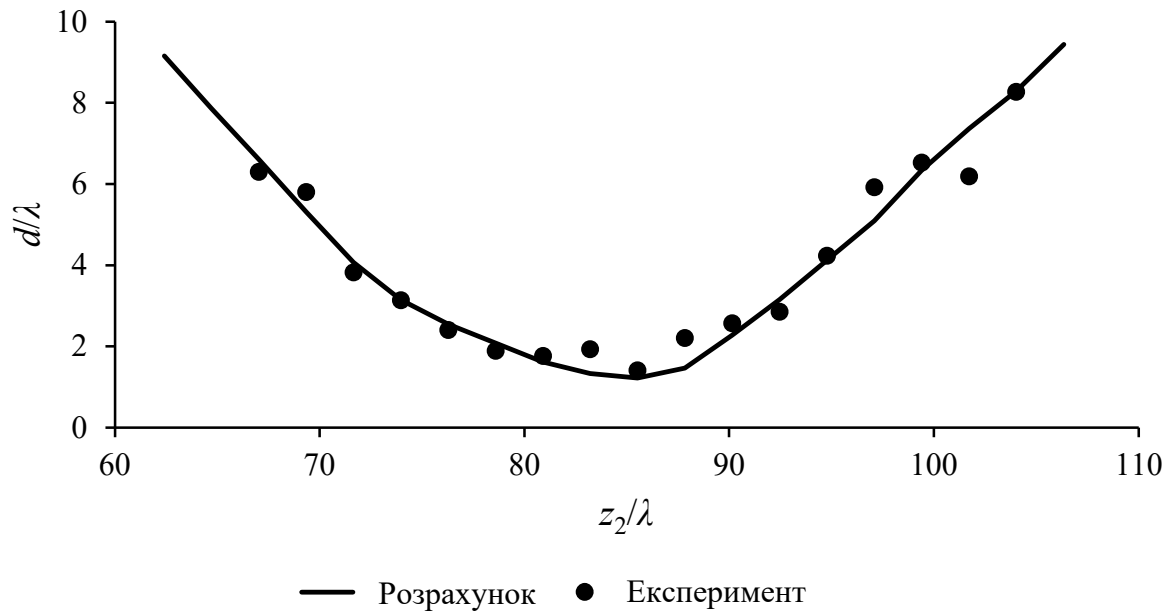


Рис. 3.12 Залежність діаметра пучка d гостро сфокусованої EH_{11} моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

Також був розрахований поздовжній розмір фокальної плями ℓ_z сфокусованої EH_{11} -моди. Параметр ℓ_z визначався, як відстань, на якій діаметр пучка збільшувався в 2 рази від свого мінімального розміру. При помірному фокусуванні EH_{11} -моди ℓ_z в експерименті склав 185λ і 174λ в розрахунках. При гострому фокусуванні в експерименті даний параметр дорівнював $6,5\lambda$, тоді як в теорії $6,1\lambda$.

Поперечні розподіли інтенсивності сфокусованої EH_{11} -моди при помірному і гострому фокусуванні в фокусі лінзи наведено на Рис. 3.13 – 3.14, відповідно. З цих рисунків видно, що поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованої EH_{11} -моди діелектричного хвилеводу в області мінімального розміру сфокусованих пучків випромінювання зберігає максимум поля, як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Деяке розходження зумовлено використанням приймача 19 (рис. 2.10) з просторовою роздільною здатністю $0,2\text{ мм}$ і аберацією лінзи, яка використовується.

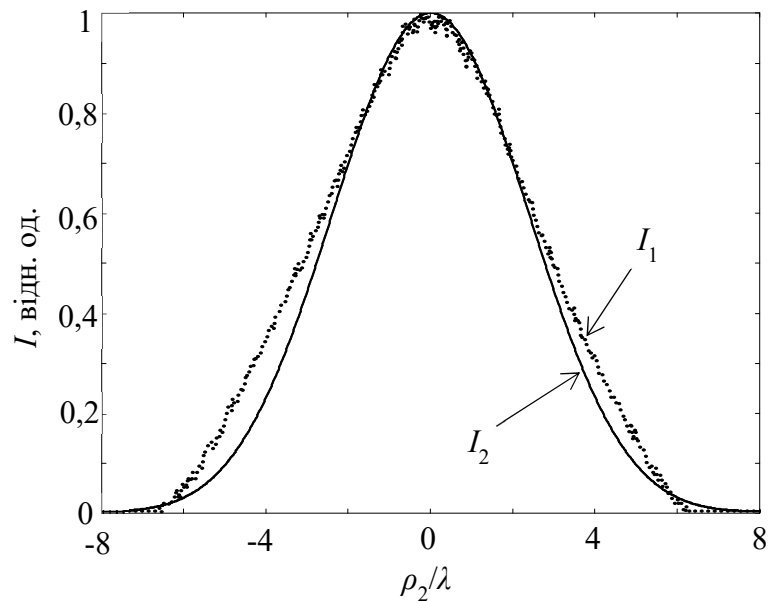


Рис. 3.13 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{11} -моди при помірному фокусуванні в фокусі лінзи

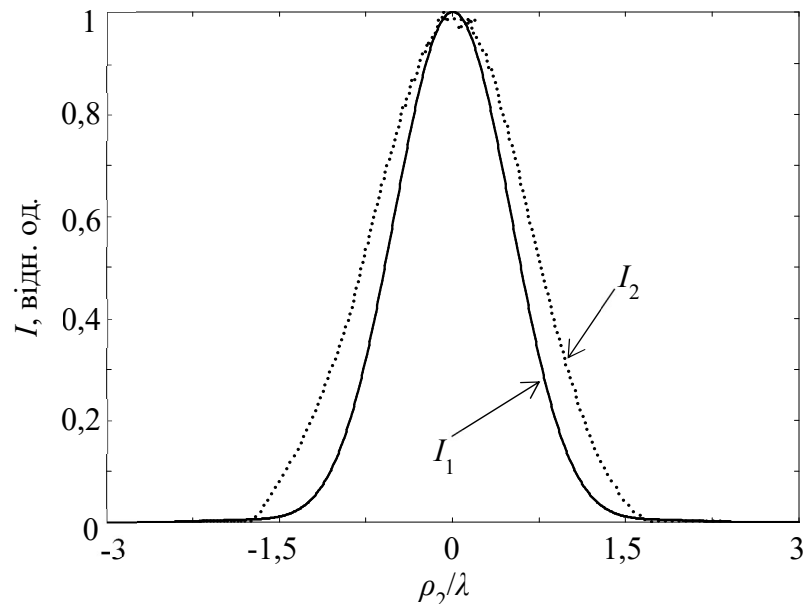


Рис. 3.14 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{11} -моди при гострому фокусуванні в фокусі лінзи

Фокусування азимутально поляризованого випромінювання.
Досліджуючи фокусування азимутально поляризованого терагерцового випромінювання в резонаторі ТГц лазера використовувалися вхідне великомасштабне і вихідне однорідне дзеркала (Рис. 2.13). Лазер налагоджувався на азимутально поляризовану симетричну моду TE_{01} (Рис. 2.14). Розподіл інтенсивності поля даної моди в поперечному перетині на

відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера (в площині розташування лінзи) наведено на Рис. 3.15. З рисунку видно гарне співпадіння експериментальних і розрахункових (за виразом 3.8) результатів.

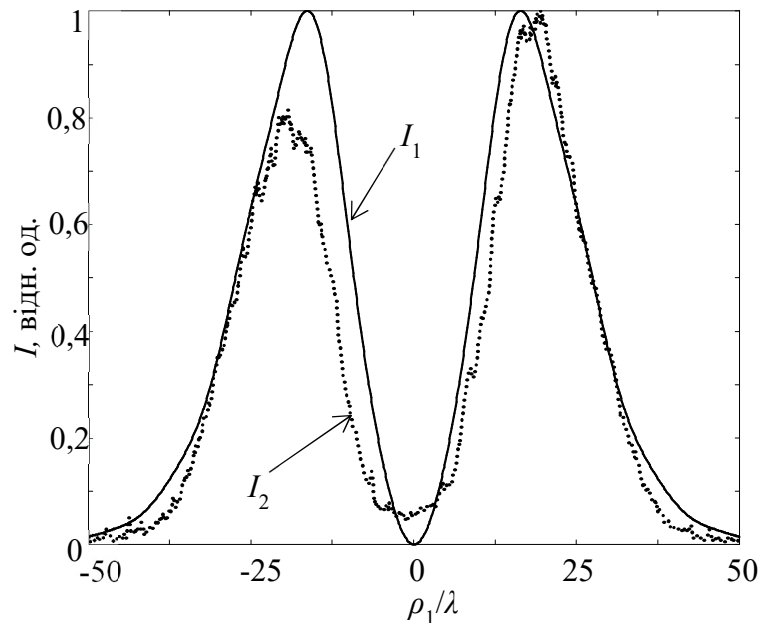


Рис. 3.15 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли інтенсивності поля TE_{01} -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера

Переміщуючи детектор 19 (рис. 2.10) уздовж оптичної осі в фокальних областях лінз було виміряно поперечний розмір та поздовжній розміри пучка досліджуваної моди FWHM при помірному та гострому фокусуванні. Результати вимірювань і числових розрахунків приведено на Рис. 3.16 – 3.17.

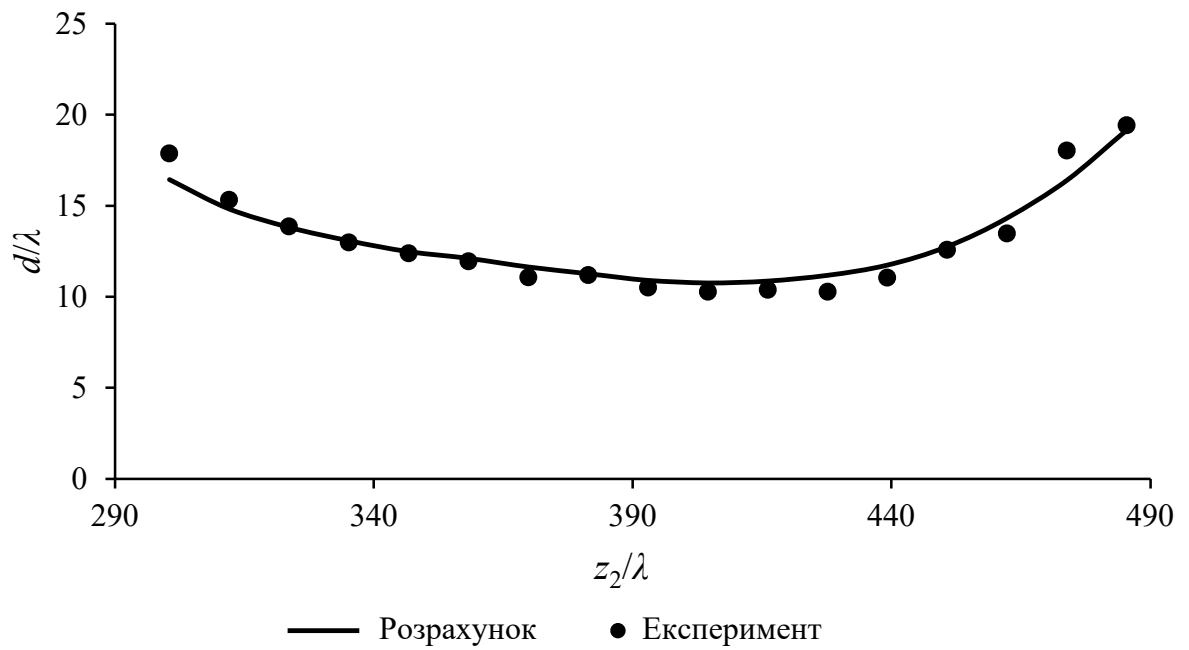


Рис. 3.16 Залежність діаметра пучка d помірно сфокусованої TE_{01} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

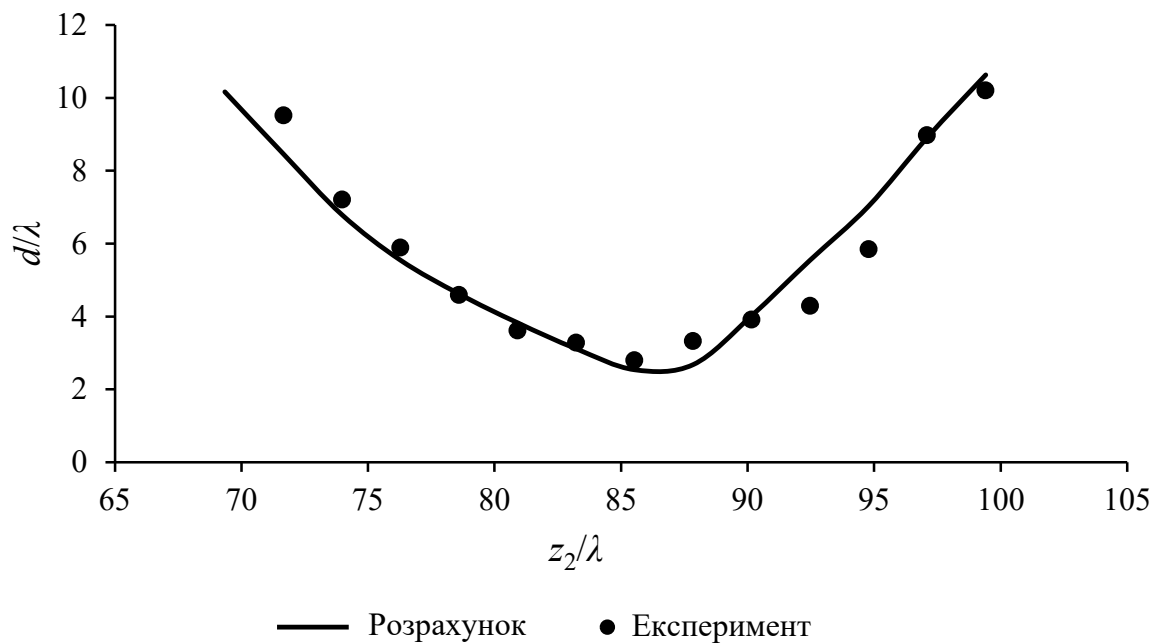


Рис. 3.17 Залежність діаметра пучка d гостро сфокусованої TE_{01} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

З наведених рисунків видно гарне співпадіння експериментальних та розрахункових даних. Мінімальний діаметр сфокусованої TE_{01} -моди при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $FWHM = 10.3\lambda$

($\text{FWHM} = 10,8\lambda$ – в теорії), а при гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $\text{FWHM} = 2,8$ ($\text{FWHM} = 2,5\lambda$ – в теорії). При цьому розмір фокальної плями ℓ_z сфокусованої TE_{01} -моди при помірному фокусуванні в експерименті дорівнював 144λ , а в розрахунках 153λ . При гострому фокусуванні цієї моди ℓ_z склав $9,6\lambda$ в експерименті і $8,3\lambda$ в теорії.

Поперечні розподіли інтенсивності сфокусованої TE_{01} -моди при помірному і гострому фокусуванні наведено на Рис. 3.18 – 3.19, відповідно. З рисунків видно, що поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованої TE_{01} -моди діелектричного хвильоводу в області мінімального розміру сфокусованих пучків випромінювання зберігає кільцеподібний вигляд, як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Експериментальні та розрахункові розподіли сфокусованої TE_{01} -моди практично збігаються.

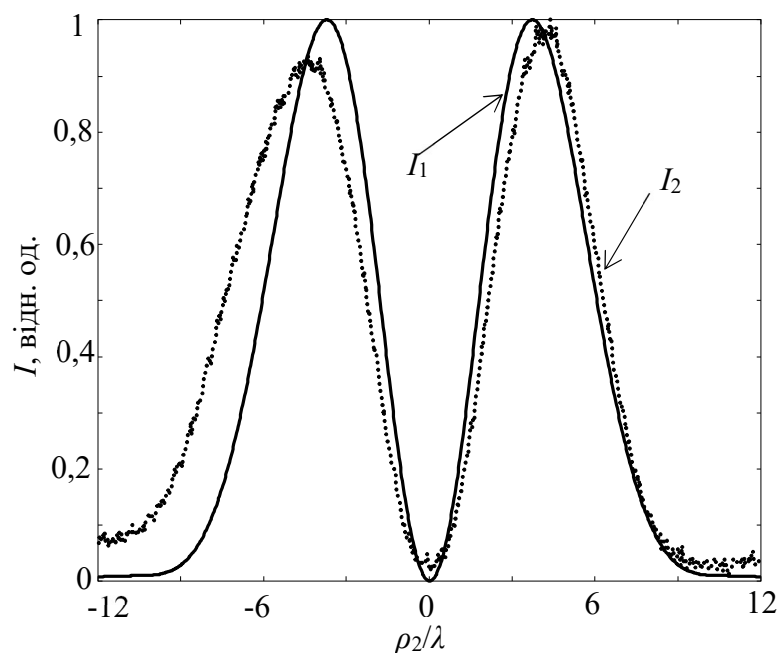


Рис. 3.18 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди при помірному фокусуванні в фокусі лінзи

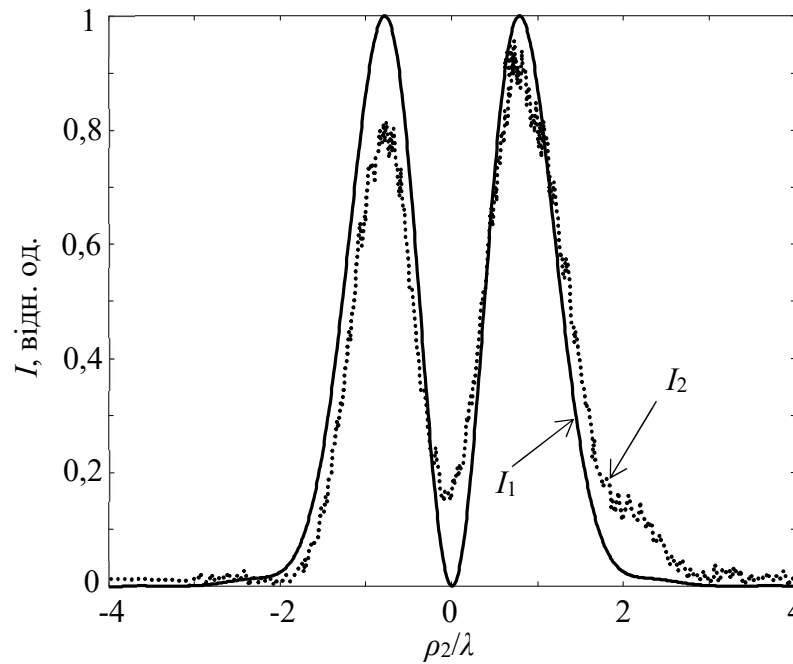


Рис. 3.19 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди при гострому фокусуванні в фокусі лінзи

Фокусування радіально поляризованого випромінювання. Досліджуючи фокусування радіально поляризованого лазерного випромінювання в резонаторі ТГц лазера використовувалося радіально-симетрична дифракційне дзеркало III із центром, що відбиває (Рис. 2.22). Лазер налагоджувався на радіально поляризовану симетричну моду TM_{01} (Рис. 2.29). Розподіл інтенсивності поля даної моди в поперечному перетині на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера (в площині розташування лінзи) наведено на Рис. 3.20. З рисунку видно гарне співпадіння експериментальних і розрахункових (за виразом 3.7) результатів.

З рисунку видно що на відстані встановлення лінз TM_{01} -мода зберігає кільцеподібний вигляд. Після встановлення по черзі довгофокусної і короткофокусної лінз було виміряно поперечний розмір та поздовжній розмір пучка випромінювання досліджуваної моди. Результати розрахунків приведено на Рис. 3.21 – 3.22, відповідно. З наведених рисунків видно гарне співпадіння експериментальних та розрахункових даних. Мінімальний діаметр сфокусованої TM_{01} -моди при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $FWHM = 12,0\lambda$ ($FWHM = 11,9\lambda$ – в теорії), а при

гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $FWHM = 2,9\lambda$ ($FWHM = 2,7\lambda$ – в теорії).

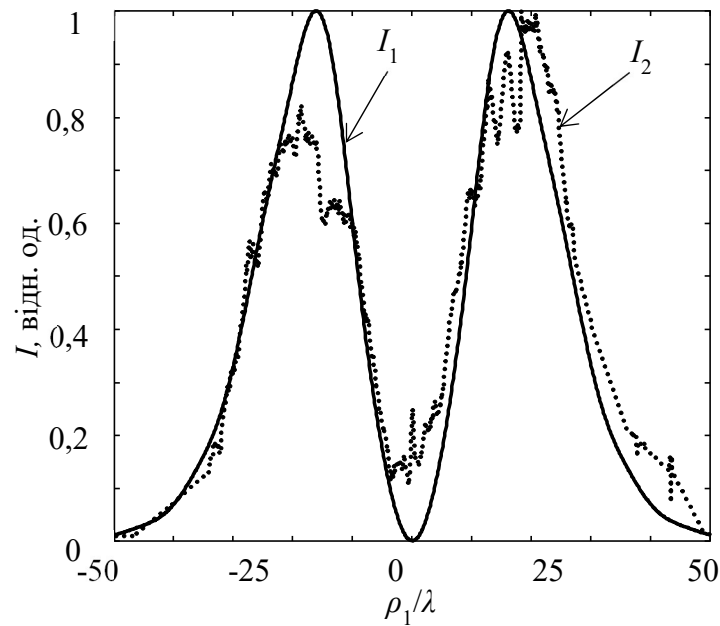


Рис. 3.20 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли інтенсивності поля TM_{01} -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера.

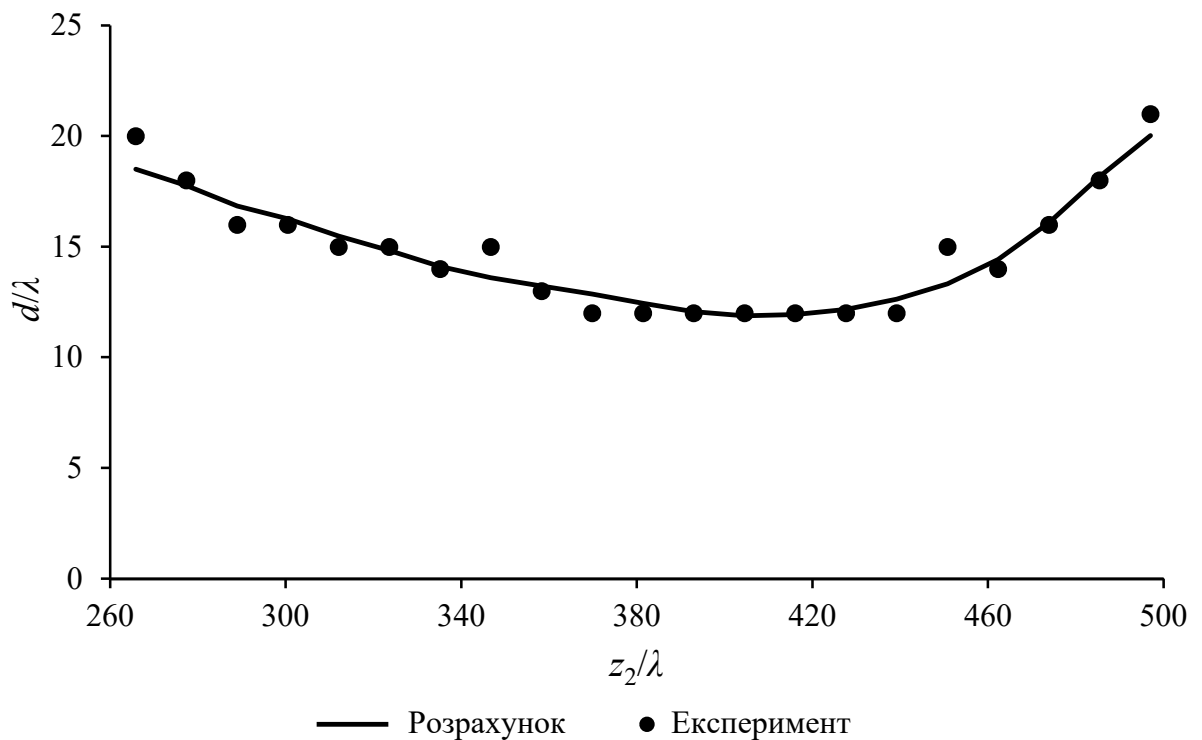


Рис. 3.21 Залежність діаметра пучка d помірно сфокусованої TM_{01} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

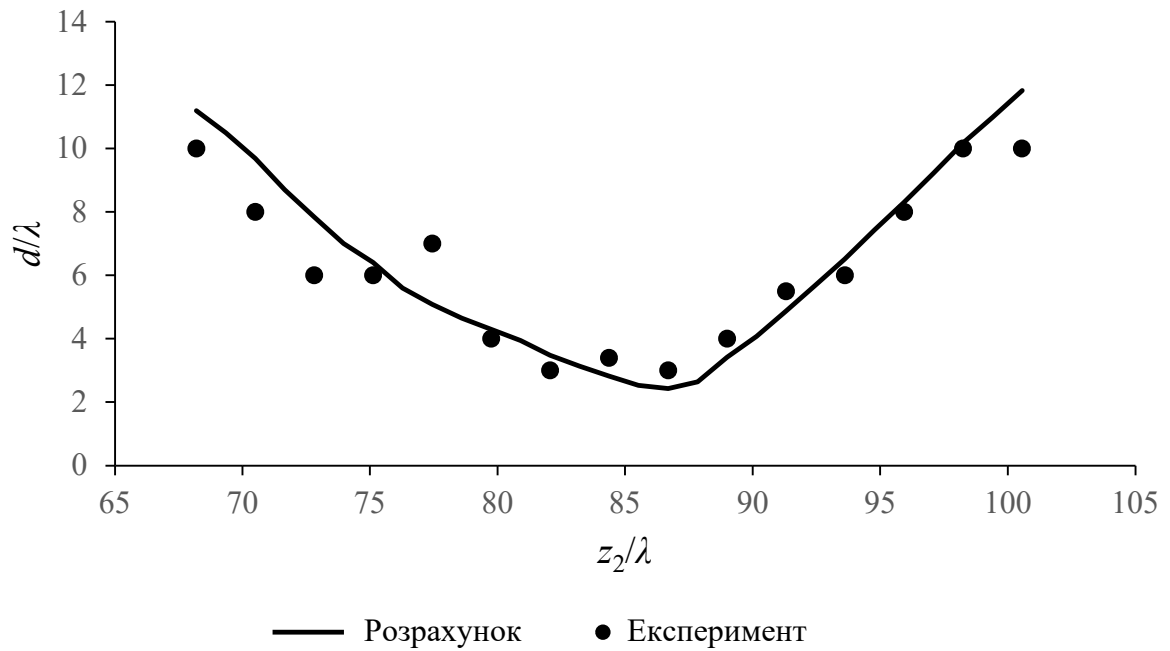


Рис. 3.22 Залежність діаметра пучка d гостро сфокусованої TM_{01} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи

При цьому розмір фокальної плями ℓ_z сфокусованої TM_{01} -моди при помірному фокусуванні в експерименті дорівнював 233λ , а в теоретичних розрахунках 215λ . При гострому фокусуванні цієї моди ℓ_z склав $9,8\lambda$ в експерименті і $9,2\lambda$ в теорії.

Поперечні розподіли інтенсивності сфокусованої TM_{01} -моди при помірному і гострому фокусуванні наведено на Рис. 3.23 – 3.24, відповідно. Видно, що для TM_{01} -моди діелектричного хвильоводу при гострому фокусуванні в розподілі поля спостерігається значне зростання осової інтенсивності, як в теорії так і експерименті (Рис. 3.24). При цьому при помірному фокусуванні TM_{01} -мода зберігає свій кільцеподібний вигляд і на осі пучка має провал (Рис. 3.23).

У зв'язку з цим було враховано вплив числової апертури лінзи на поперечний розподіл інтенсивності поля моди TM_{01} . Результати розрахунків представлені на Рис. 3.25.

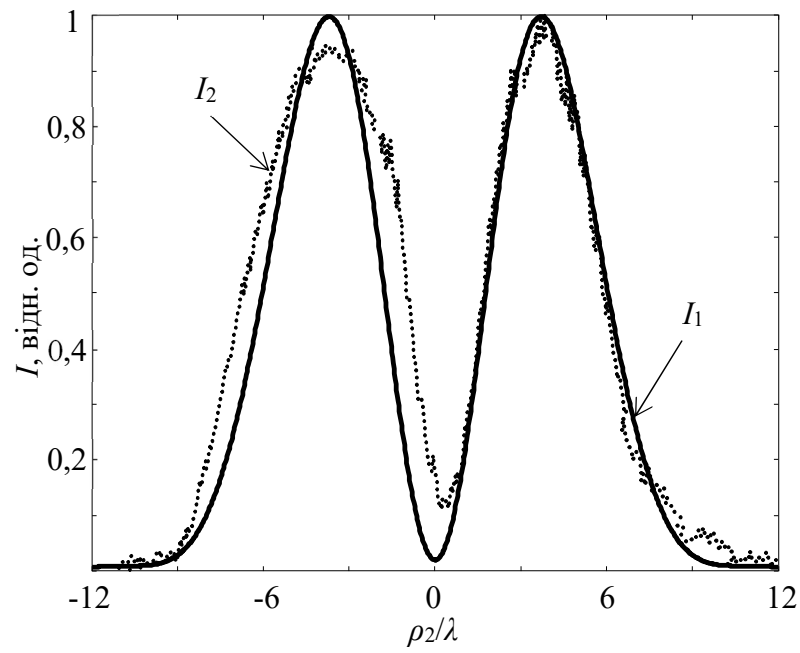


Рис. 3.23 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля TM_{01} -моди при помірному фокусуванні в фокусі лінзи

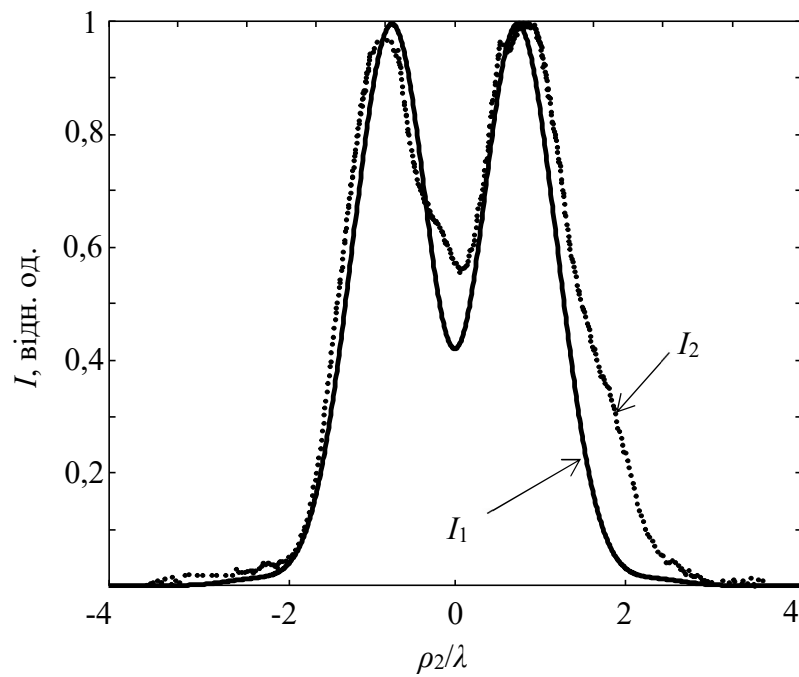


Рис. 3.24 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля TM_{01} -моди при гострому фокусуванні в фокусі лінзи

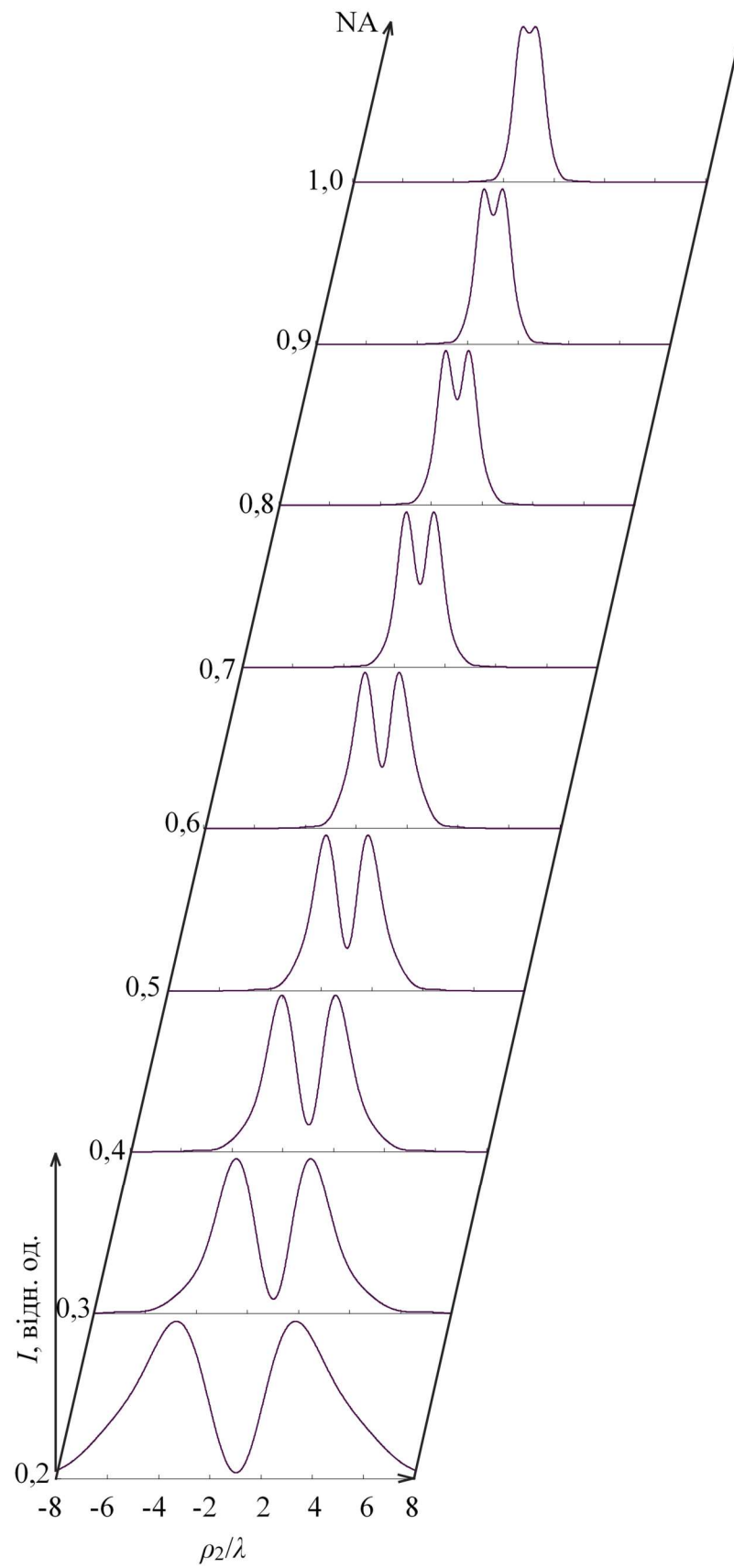


Рис. 3.25 Динаміка зміни поперечного розподілу моди TM_{01} у залежності від числової апертури лінзи.

Як видно з представлених результатів, з ростом числової апертури лінзи зростає осьова інтенсивність цієї поля моди. При $NA \sim 1$ її розподіл повністю втрачає кільцеподібну форму і набуває максимальну інтенсивність на осі.

Теоретичні та експериментальні дані мінімальних діаметрів фокальних плям сфокусованих мод та їх поздовжні розміри наведено в Табл. 3.1.

Таблиця 3.1

**Мінімальні діаметри і поздовжні розміри
фокальних плям сфокусованих мод**

Типи мод	$NA = 0,68$				$NA = 0,16$			
	FWHM		ℓ_z		FWHM		ℓ_z	
	Теор.	Експ.	Теор.	Експ.	Теор.	Експ.	Теор.	Експ.
TE_{01}	$2,5 \lambda$	$2,8 \lambda$	$8,3 \lambda$	$9,6 \lambda$	$10,8 \lambda$	$10,3 \lambda$	153λ	144λ
TM_{01}	$2,7 \lambda$	$2,9 \lambda$	$9,2 \lambda$	$9,8 \lambda$	$11,9 \lambda$	$12,0 \lambda$	215λ	233λ
EH_{11}	$1,2 \lambda$	$1,4 \lambda$	$6,1 \lambda$	$6,5 \lambda$	$5,1 \lambda$	$4,7 \lambda$	174λ	185λ

3.2 Фокусування мод вищого порядку

3.2.1 Теоретичні співвідношення. В початковій площині (на вихідному дзеркалі лазера) задамо випромінювання у вигляді вищих ($n > 1$) азимутально, радіально і лінійно поляризованих TE_{0n} -, TM_{0n} -, EH_{1n} -мод круглого порожнистого діелектричного хвильоводу радіусом a_1 (Рис. 3.1). Компоненти поля даних мод в площині джерела в циліндричній системі координат описуються виразами:

$$TE_{0n}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = 0, \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = A_{0n} \frac{\chi_{0n}}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \end{cases} \quad (3.12)$$

$$TM_{0n}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = B_{0n} \frac{1}{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (3.13)$$

$$EH_{1n}\text{-мода:} \quad \begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = C_{1n} J_0 \left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1} \right) \sin(\phi), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = C_{1n} J_0 \left(\chi_{1n} \frac{r}{a_1} \right) \cos(\phi), \end{cases} \quad (3.14)$$

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, χ_{0n} і χ_{1n} – корені рівняння, $J_1(\chi) = 0$.

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда [178] в непараксіальному наближенні і вирази (3.12–3.14), знаходимо компоненти поля TE_{0n} -, TM_{0n} -, EH_{1n} - мод діелектричного резонатора в вільному просторі на відстань z_1 . Помноживши отримані вирази на функцію фазової корекції лінзи [179] і знову застосувавши до них інтеграли Релея-Зоммерфельда запишемо компоненти поля даних мод в фокальній області лінзи:

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

$$\begin{cases} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) = -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1 \left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1} \right) \times \\ \times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) = 0. \end{cases} \quad (3.15)$$

Компоненти поля для лінійно поляризованих EH_{1n} -мод на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned}
E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\
&\quad \times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\
&\quad \times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{1n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) \times \\
&\quad \times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \times [i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1.
\end{aligned} \right. \quad (3.16)$$

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

$$\left\{ \begin{aligned}
E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\
E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{0n} \int_0^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{0n} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1.
\end{aligned} \right. \quad (3.17)$$

3.2.2 Результати розрахунків та їх аналіз.

Використовуючи вирази 3.15 – 3.17, була досліджена сумарна інтенсивність поля TE_{0n} -, TM_{0n} -, EH_{1n} -мод $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$, а також інтенсивність поздовжньої компоненти TM_{0n} -мод в області мінімального розміру сфокусованого пучка при гострому та помірному фокусуванні.

На Рис. 3.26 – 3.27 наведені розподіли сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованих EH_{12} - і EH_{13} -мод при помірному та гострому фокусуванні. На осі сумарна інтенсивність поля даних мод, яка визначається усіма трьома компонентами, має максимум. Максимальна інтенсивність поля EH_{12} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 75,13\lambda$, при гострому – $z_{Imax} = 4,71\lambda$.

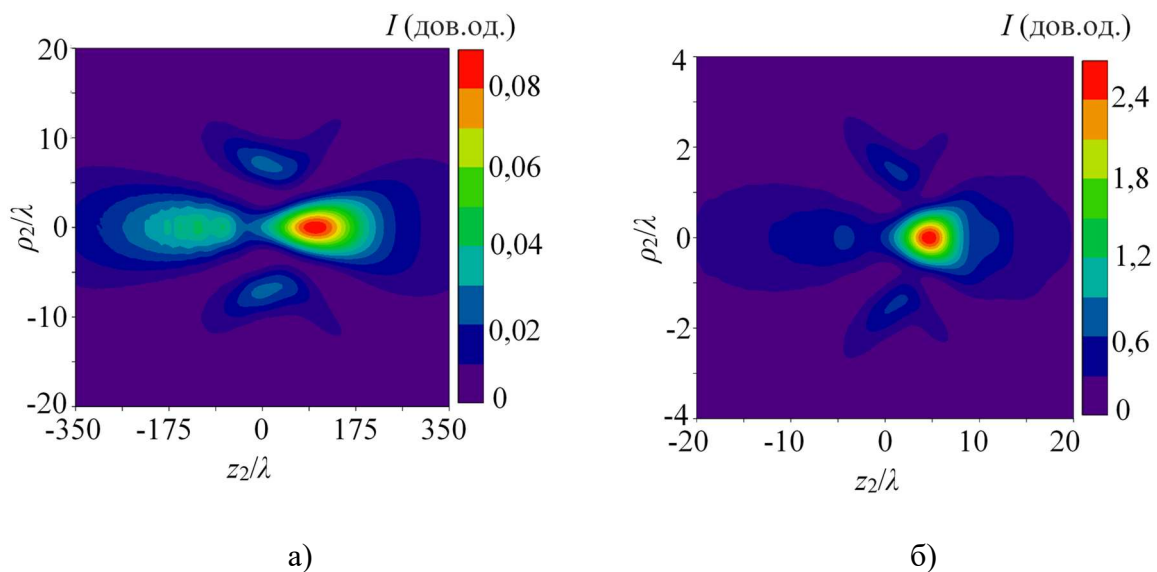


Рис. 3.26 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля EH_{12} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Через складну структуру поля мод вищого порядку їх діаметр d_σ був розрахований за формулою [181]:

$$d_{\sigma} = 2 \sqrt{\frac{2 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \rho_2^2 I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I(\rho_2, \theta_2, z_2) \rho_2 d\rho_2 d\theta_2}}. \quad (3.18)$$

Використовуючи цей вираз, було знайдено, що діаметр пучка EH_{12} -моди в області максимальної інтенсивності поля при помірному фокусуванні дорівнює $d_{\sigma} = 26,49\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 6,22\lambda$.

Максимальна інтенсивність поля EH_{13} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I_{max}} = 139,85\lambda$, а при гострому фокусуванні $z_{I_{max}} = 6,80\lambda$ (Рис. 3.27). При цьому діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди EH_{12} склав $d_{\sigma} = 42,99\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 10,34\lambda$.

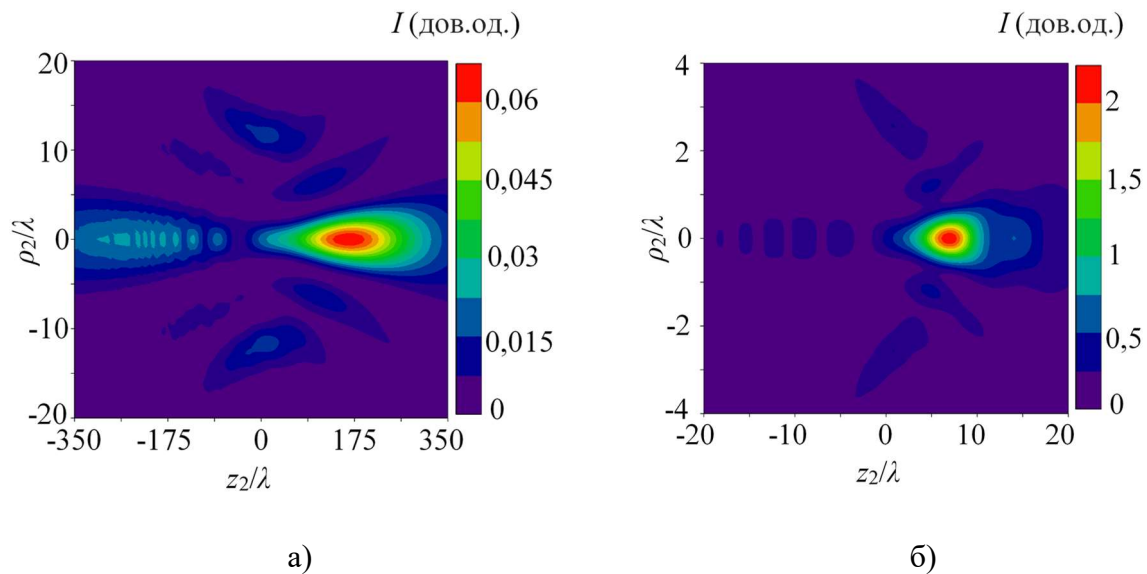


Рис. 3.27 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля EH_{13} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

На Рис. 3.28 – 3.29 показані розподілення сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих TE_{02} - і TE_{03} -мод при помірному і гострому фокусуванні.

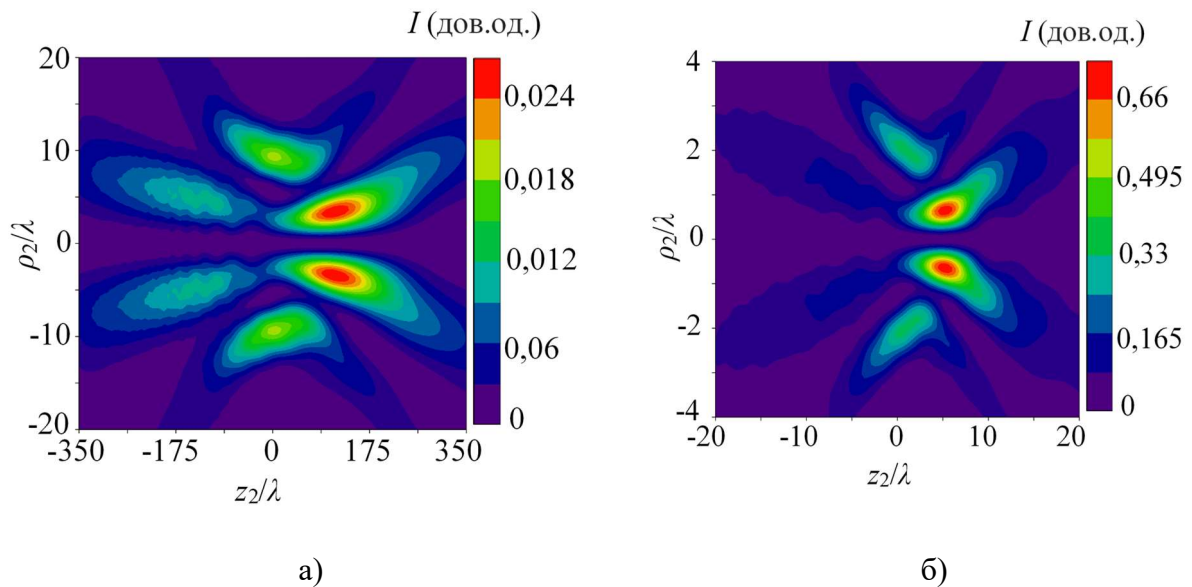


Рис. 3.28 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TE_{02} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованих TE_{02} -і TE_{03} -мод діелектричного резонатора в фокальній області зберігає кільцеподібний вигляд (Рис. 3.28 – 3.29) як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Максимум поля мають центральні лепестки даних мод, які помітно зміщені від фокуса лінзи. Максимальна інтенсивність поля TE_{02} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 98,24\lambda$, а при гострому $z_{Imax} = 4,95\lambda$. Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди TE_{02} становив $d_{\sigma} = 34,10\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 8,14\lambda$. У TE_{03} -моди максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 164,12\lambda$, а при гострому $z_2 = 7,95\lambda$ (Рис. 3.29). При цьому діаметр пучка в області максимальної інтенсивності для даної моди склав $d_{\sigma} = 51,95\lambda$ при помірному і $d_{\sigma} = 7,95\lambda$ при гострому фокусуванні. Крім того, сумарна інтенсивність для обох мод визначалася тільки однією поперечною компонентою (3.15).

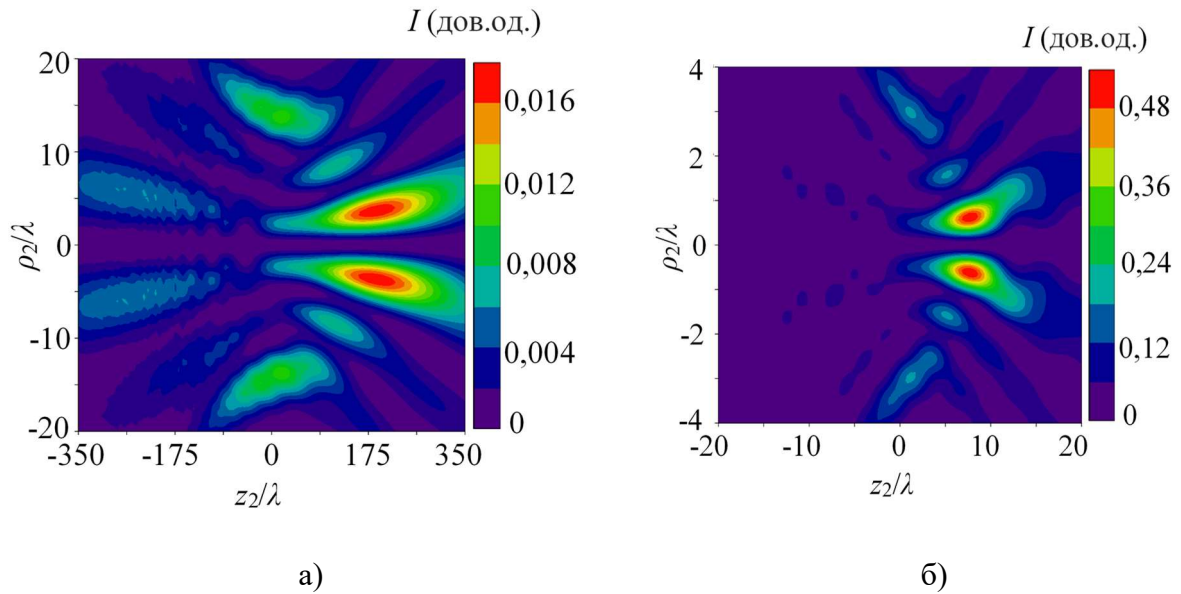


Рис. 3.29 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TE_{03} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Розподіли сумарної інтенсивності поля радіально поляризованих TM_{02} -і TM_{03} -мод при помірному та гострому фокусуванні показані на Рис. 3.30 – 3.31. З графіків видно, що при гострому фокусуванні в поперечному розподілі поля даних мод спостерігається зростання осьової інтенсивності (Рис. 3.30 б, Рис. 3.31 б), яке відсутнє при помірному фокусуванні (Рис. 3.30 а, Рис. 3.31 а).

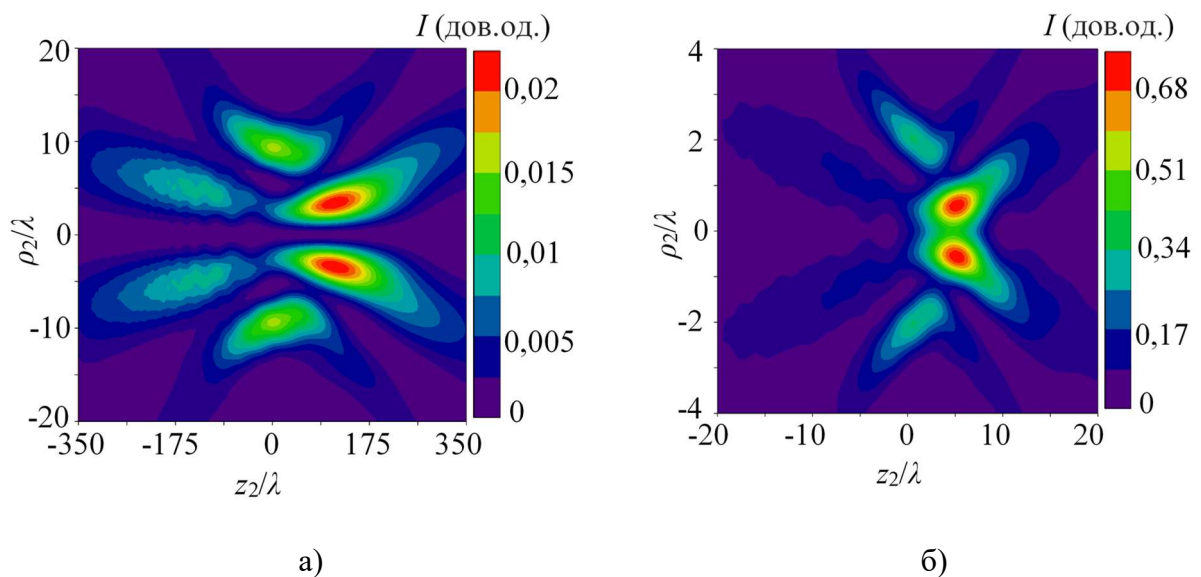


Рис. 3.30 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TM_{02} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Максимальна інтенсивність поля TM_{02} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I_{max}} = 90,15\lambda$, а при гострому $z_{I_{max}} = 5,18\lambda$ (Рис. 3.30). Діаметр пучка в даній області при помірному фокусуванні для моди TM_{02} склав $d_{\sigma} = 34,48\lambda$, а при гострому $d_{\sigma} = 10,55\lambda$.

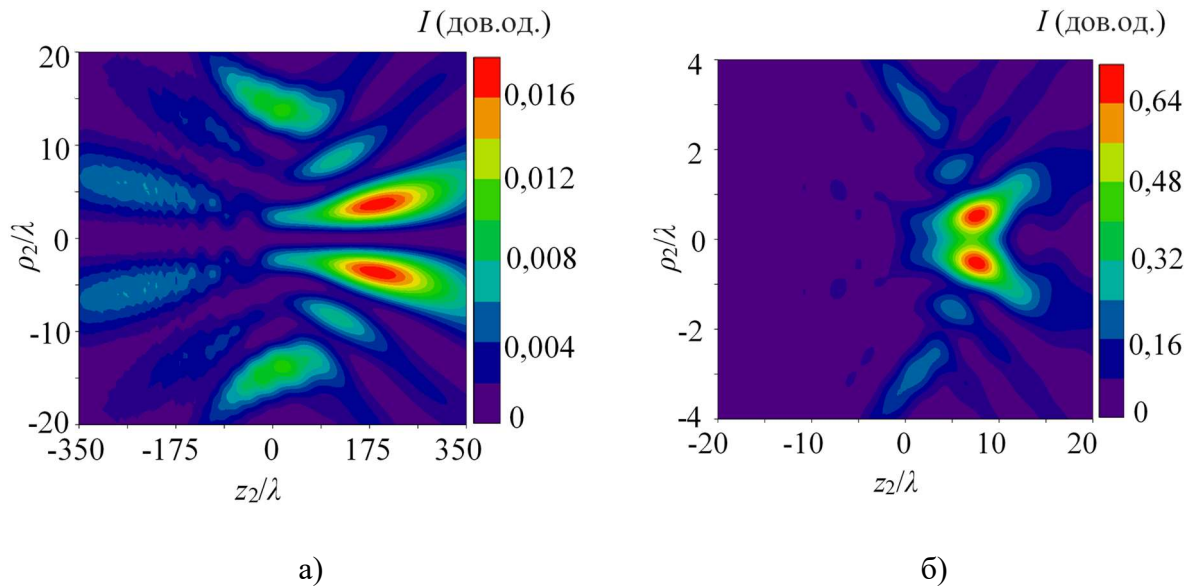


Рис. 3.31 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TM_{03} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

У TM_{03} -моди максимальна інтенсивність поля при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{I_{max}} = 153,72\lambda$, а при гострому $z_{I_{max}} = 7,25\lambda$ (Рис. 3.31). При цьому діаметр пучка в області максимальної інтенсивності для даної моди склав $d_{\sigma} = 53,17\lambda$ при помірному і $d_{\sigma} = 7,25\lambda$ при гострому фокусуванні. Також варто відзначити, що сумарна інтенсивність поля для цих мод визначалася двома компонентами E_r і E_z .

Поздовжня компонента поля TM_{02} -і TM_{03} -мод при гострому фокусуванні дає істотний внесок у загальну інтенсивність даних мод (Рис. 3.32 б, Рис. 3.33 б).

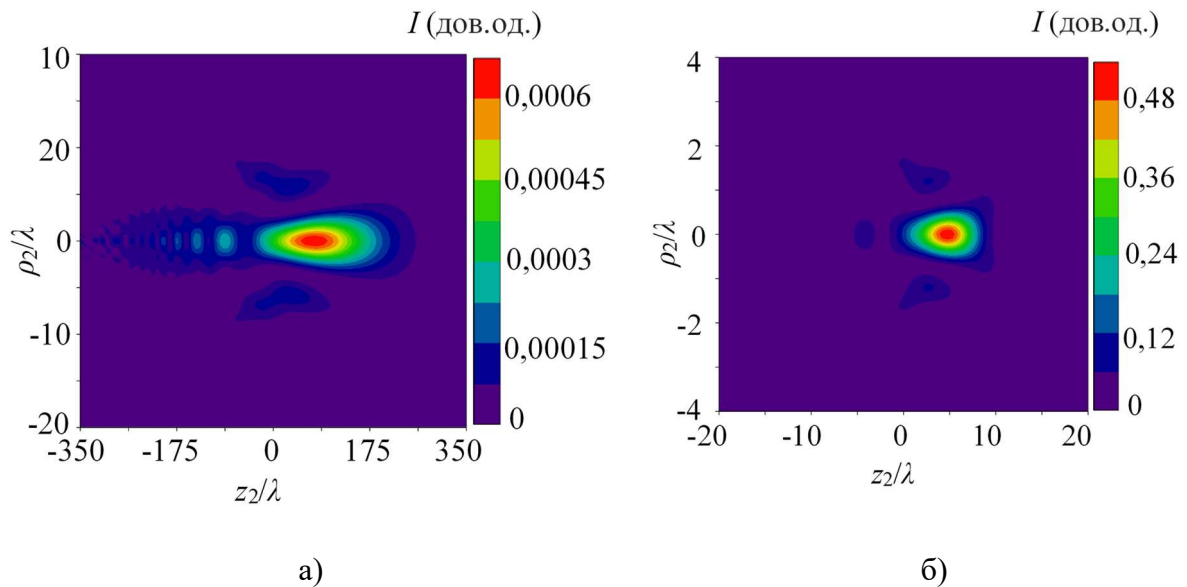


Рис. 3.32 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{02} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

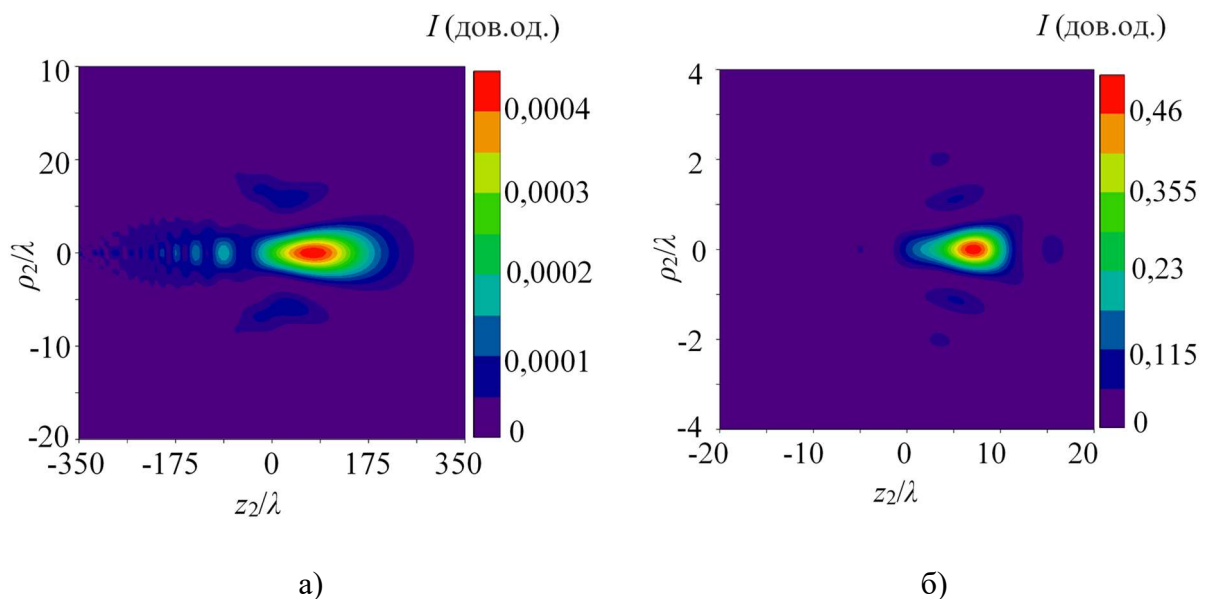


Рис. 3.33 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{03} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

3.2.3 Порівняння результатів розрахунків і експериментів. Для дослідження фокусування мод вищого порядку в резонаторі ТГц лазера використовувалися вихідне однорідне та вхідне неоднорідне фазоступеневе дзеркало (Рис. 2.34). Лазер налагоджувався на

лінійно поляризовану вищу моду EH_{12} (Рис. 2.35). Розрахункові і експериментальні розподіли інтенсивності поля даної моди в поперечному перетині на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера (в площині розташування лінзи) наведено на Рис. 3.34 – 3.35.

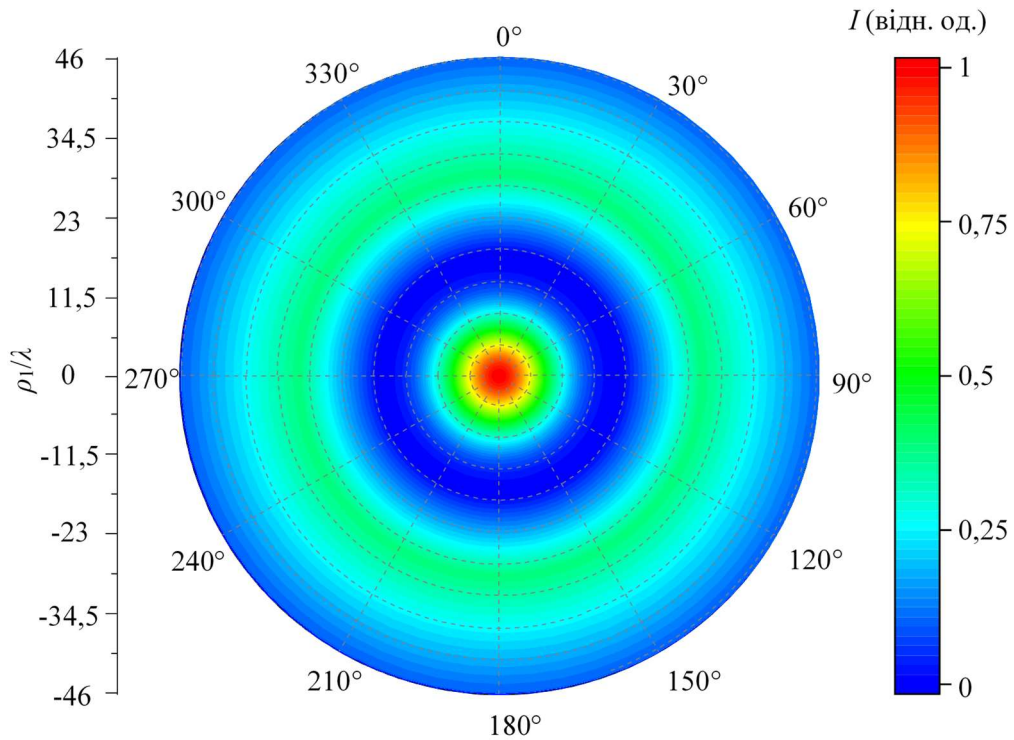


Рис. 3.34 Розрахункові поперечні розподіли інтенсивності поля EH_{12} -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера

Діаметр пучка даної моди у вільному просторі в експерименті становив $\text{FWHM} = 16,5\lambda$, а в теорії $\text{FWHM} = 15,96\lambda$. Також з рисунків видно співпадіння форми EH_{12} -моди в експериментальних і розрахункових результатах.

Для повного перехоплення пучка на відстані $z = 300$ мм були встановлені довгофокусна лінза з фокусною відстанню 160 мм і короткофокусна з фокусною відстанню 36,36 мм. Переміщуючи детектор 19 (Рис. 2.10) уздовж оптичної осі в фокальних областях лінз було виміряно поперечний розмір пучка випромінювання досліджуваної моди при помірному та гострому фокусуванні.

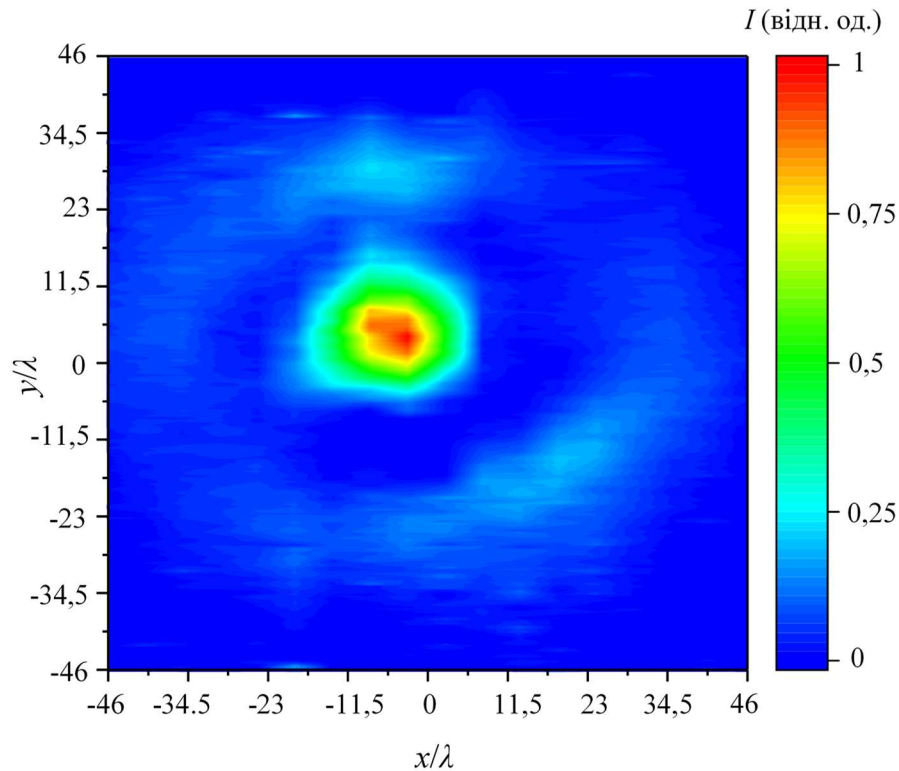


Рис. 3.35 Експериментальні поперечні розподіли інтенсивності поля EH_{12} -моди на відстані 300 мм від вихідного дзеркала лазера

Експериментально було отримано, що максимальна інтенсивність поля EH_{12} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 74,80\lambda$, в розрахунках $z_{Imax} = 75,13\lambda$. При гострому фокусуванні в експерименті максимальна інтенсивність поля даної моди знаходилась на відстані $z_{Imax} = 4,6\lambda$, в теорії $z_{Imax} = 4,71\lambda$. Поперечні розподіли інтенсивності на отриманих відстанях сфокусованої EH_{12} -моди при помірному і гострому фокусуванні наведено на Рис. 3.36 – 3.37.

Діаметр сфокусованої EH_{12} -моди при помірному фокусуванні ($NA = 0,16$) в експерименті становив $FWHM = 4,50\lambda$ ($FWHM = 4,48\lambda$ – в теорії), а при гострому ($NA = 0,68$) в експерименті $FWHM = 0,90\lambda$ ($FWHM = 1,27\lambda$ – в теорії).

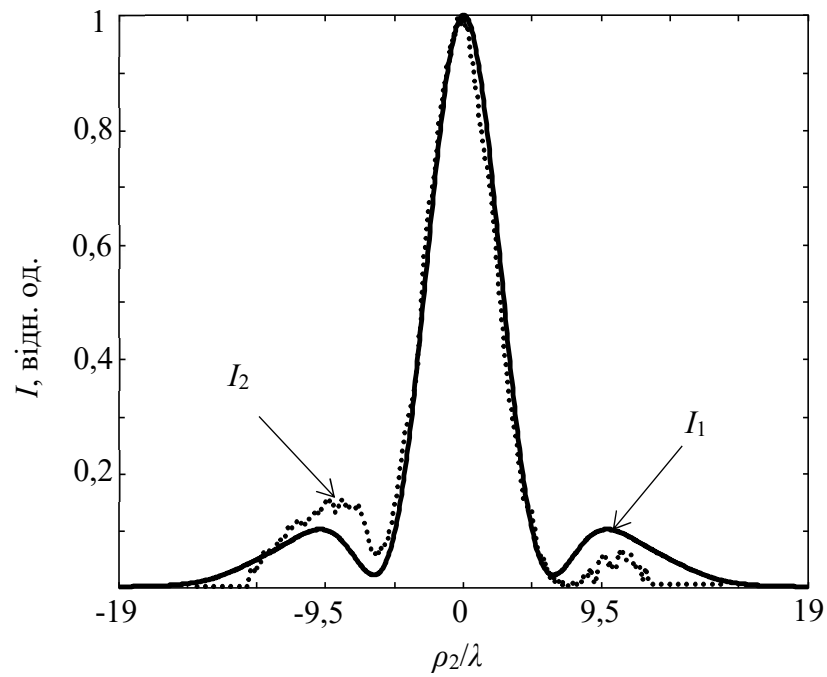


Рис. 3.36 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{12} -моди при помірному фокусуванні

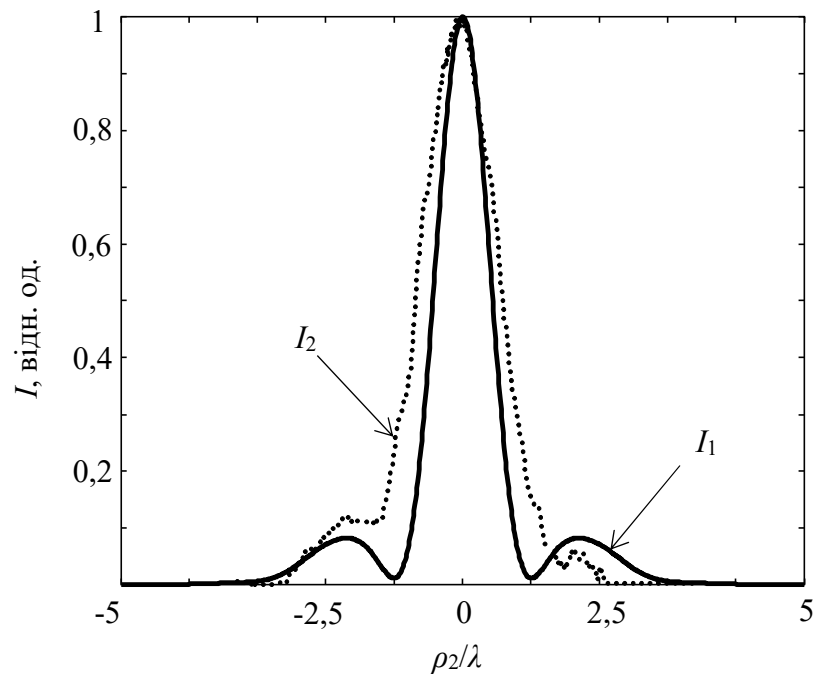


Рис. 3.37 Розрахункові (I_1) і експериментальні (I_2) поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{12} -моди при гострому фокусуванні

Теоретичні результати розташування положень максимальної інтенсивності поля мод вищого порядку від фокуса z_{Imax} , а також їх діаметри d_σ в даній області приведені в Табл. 3.2.

Таблиця 3.2

**Результати знаходження положень максимальної інтенсивності
мод вищого порядку та діаметри їх фокальних плям**

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

3.3 Фокусування випромінювання терагерцового лазера на основі круглого металевого хвильоводу

3.3.1 Теоретичні співвідношення. Моді досліджуваного лазерного резонатора збігаються з модами круглого металевого хвильоводу. У зв'язку з цим, задамо в початковій площині (на вихідному дзеркалі лазера) випромінювання у вигляді симетричних TE_{0n} -, TM_{0n} - і несиметричних TE_{1n} -, TM_{1n} -мод круглого металевого хвильоводу радіусом a . Нормовані компоненти електромагнітного поля цих мод в площині джерела $z = 0$ мають відомий вигляд [182]:

$$\begin{cases} \vec{E}_r^{TE_{mn}}(r, \phi) = \pm \vec{r}_0 A_{mn} \frac{m}{r} J_m \left(\chi'_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \sin(m\phi) \\ \cos(m\phi) \end{Bmatrix}, \\ \vec{E}_\phi^{TE_{mn}}(r, \phi) = \vec{\phi}_0 A_{mn} \frac{\chi'_{mn}}{a} J'_m \left(\chi'_{mn} \frac{r}{a} \right) \begin{Bmatrix} \cos(m\phi) \\ \sin(m\phi) \end{Bmatrix}, \end{cases} \quad (3.19)$$

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

де m і n – цілочисельні азимутальні та радіальні індекси хвиль відповідно;

$$A_{mn} = \left[\frac{\varepsilon_m}{\pi(\chi_{mn}^2 - m^2)} \right]^{1/2} \frac{1}{J_m(\chi'_{mn})}, \quad B_{1n} = \left[\frac{\varepsilon_m}{\pi} \right]^{1/2} \frac{1}{J_{m+1}(\chi_{mn})} - \text{нормуючі}$$

множники; J_m – функція Бесселя першого роду m -го порядку; χ'_{mn} – n -й корінь рівняння $J'_m(\chi'_{mn}) = 0$; χ_{mn} – n -й корінь рівняння $J_m(\chi_{mn}) = 0$ **$J_0(\chi) = 0$** ;

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0; \\ 0 & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$$

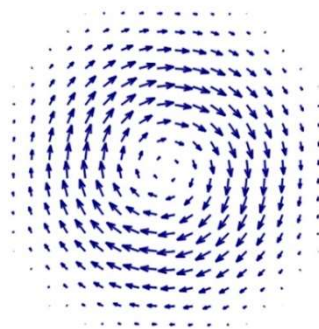
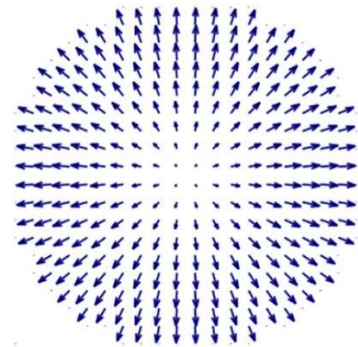
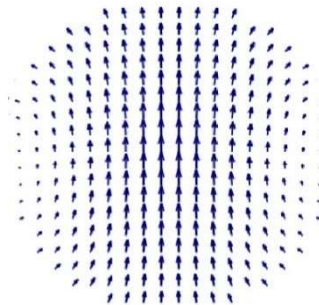
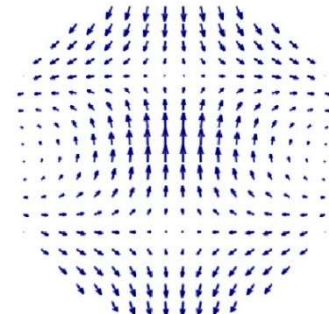
 TE_{0n}  TM_{0n}  TE_{1n}  TM_{1n}

Рис. 3.38 Напрямок вектору електричного поля для симетричних TE_{0n} -, TM_{0n} - і несиметричних TE_{1n} -, TM_{1n} -мод круглого металевого хвильоводу

Нехай в початковій площині задано випромінювання у вигляді симетричних TE_{0n} -, TM_{0n} - і несиметричних TE_{1n} -, TM_{1n} -мод (Рис. 3.38) круглого металевого хвильоводу радіусом a . На відстані z_1 від цього хвильоводу знаходиться лінза, яка має радіус a_2 (Рис. 3.39).

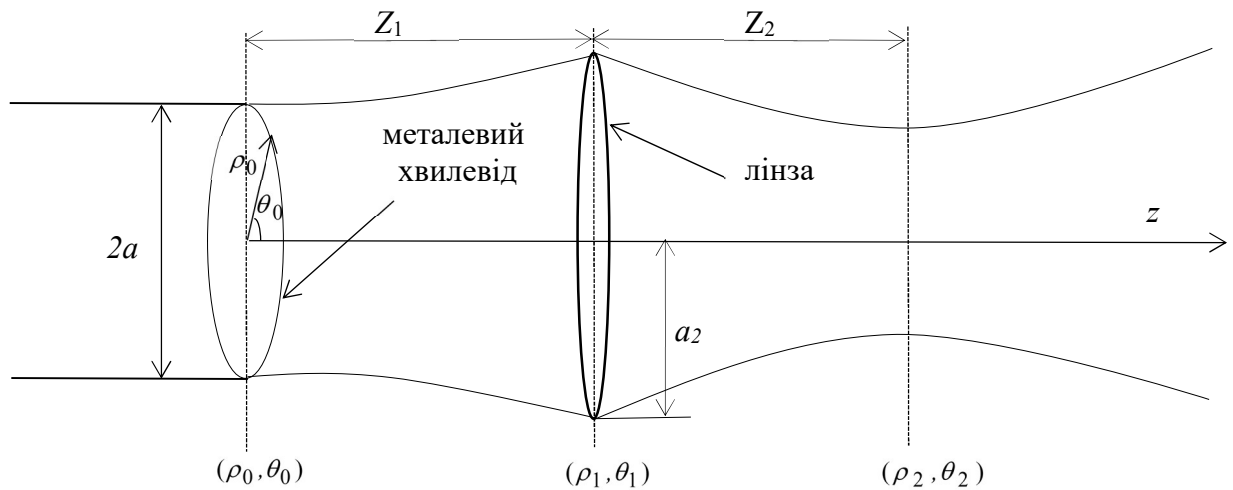


Рис. 3.39 Теоретична схема розрахункової моделі

Використовуючи інтеграли Релея-Зоммерфельда (3.1) і відомий

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

знайдемо компоненти поля даних мод у вільному просторі на відстані z_1 від лінзи.

Поле на вході і виході лінзи радіусом a_2 опишемо з використанням функції фазової корекції [179]. Знову застосувавши до компонентів вектору напруженості електричного поля, знайденим після фазової корекції, інтегральні перетворення Релея-Зоммерфельда (3.1), отримаємо аналітичні вирази для поперечних і поздовжньої компонент поля даних мод на відстані z_2 від лінзи.

У радіально поляризованої TM_{01} -моди відсутня тільки кутова компонента поля $E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2)$, а дві інших, у тому числі поздовжня, — ненульові. Компоненти поля для радіально поляризованої симетричної TM_{01} -моди:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} e^{ik\xi_2} B_{01} \frac{1}{a_1} \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \frac{1}{a_1} \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \times \\ &\times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1. \end{aligned} \right. \quad (3.20)$$

Компоненти поля для азимутально поляризованої симетричної TE_{01} -моди на відстані z_2 від лінзи мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= -\frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{01} \int_0^{a_2} \frac{e^{ik\xi_1}}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0. \end{aligned} \right. \quad (3.21)$$

Відзначимо, що у азимутально поляризованої TE_{01} -моди присутня тільки одна кутова компонента поля $E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2)$, а радіальна і поздовжня – дорівнюють нулю.

Компоненти поля для несиметричних мод TE_{11} і TM_{11} мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned}
E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{11} \sin(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[I_1(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) - I_2(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} \right] \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{11} \cos(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[I_1(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) - I_2(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} \right] \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \\
E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= -\frac{k^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{11} \sin(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[iI_1(r) r J_1(\gamma_2 \rho_1) + I_1(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) + \right. \\
&\quad \left. + I_2(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} \right] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
I_1(r) &= \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} \left[\frac{1}{r} J_1\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1'(\gamma_1 r) + \frac{\chi_{11}}{a_1 \gamma_1 r} J_1'\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \\
I_2(r) &= \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} \left[\frac{1}{\gamma_1 r^2} J_1\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) + \frac{\chi_{11}}{a_1} J_1'\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1'(\gamma_1 r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr
\end{aligned} \right. \quad (3.22)$$

$$\left\{ \begin{aligned}
E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{11} \cos(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[I_1(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) + I_2(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} \right] \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{11} \sin(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[I_1(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} J_1'(\gamma_2 \rho_1) - I_2(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) \right] \times \\
&\quad \times \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \\
E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= -\frac{k^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{11} \cos(\theta_2) \int_0^{a_2} \left[iI_1(r) r J_1(\gamma_2 \rho_1) + I_1(r) J_1'(\gamma_2 \rho_1) - \right. \\
&\quad \left. - I_2(r) \frac{J_1(\gamma_2 \rho_1)}{\gamma_2 \rho_1} \right] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\
I_1(r) &= \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} \left[\frac{1}{a_1} J_1'\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1'(\gamma_1 r) + \frac{1}{\chi_{11} r} J_1\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \\
I_2(r) &= \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} \left[\frac{1}{a_1} J_1\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) + \frac{1}{\chi_{11} r} J_1\left(\chi_{11} \frac{r}{a_1}\right) J_1'(\gamma_1 r) \right] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr.
\end{aligned} \right. \quad (3.23)$$

У несиметричних мод TE_{11} і TM_{11} присутні всі три компоненти поля.

3.3.2 Результати розрахунків та їх аналіз. За допомогою отриманих виразів (3.21 – 3.23) проведено розрахунки поперечних розподілів сумарної інтенсивності поля $I(\rho_2, \theta_2, z_2) = |E_r|^2 + |E_\phi|^2 + |E_z|^2$ і інтенсивності її окремих компонент досліджуваних резонаторних мод в області мінімального розміру фокальної плями сфокусованих пучків випромінювання. Фокусна відстань лінзи F обиралася відповідним умовам помірному ($NA = 0,16$) і гострого фокусування ($NA = 0,68$). Довжину хвилі випромінювання було обрано в середній частині терагерцового діапазону $\lambda = 0,4326$ мм (лінія генерації лазера з оптичною накачкою на молекулі НСООН). Діаметр металевого хвилеводу обраний рівним $2a = 20$ мм. Розрахунки проводилися при $\theta = \pi/2$.

На Рис. 3.40 – 3.41 наведені розподілення інтенсивності поля для мод з різною просторовою поляризацією поля резонатора ТГц лазера з круглим порожнистим металевим хвилеводом: азимутально поляризованої TE_{01} - і радіально поляризованої TM_{01} -мод при помірному та гострому фокусуванні.

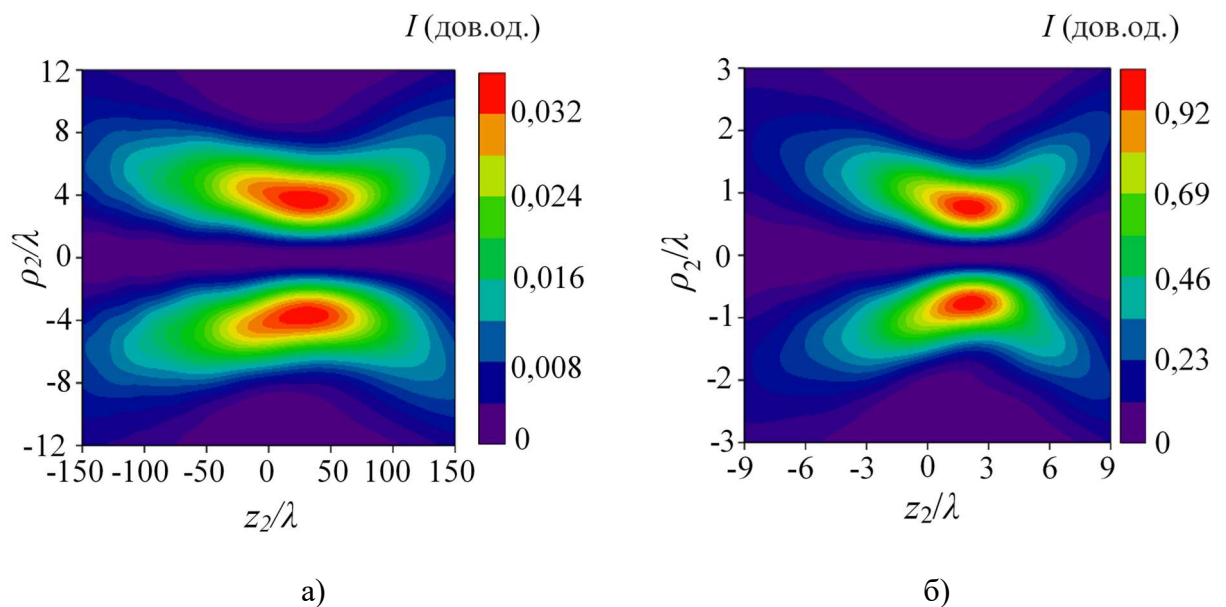


Рис. 3.40 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

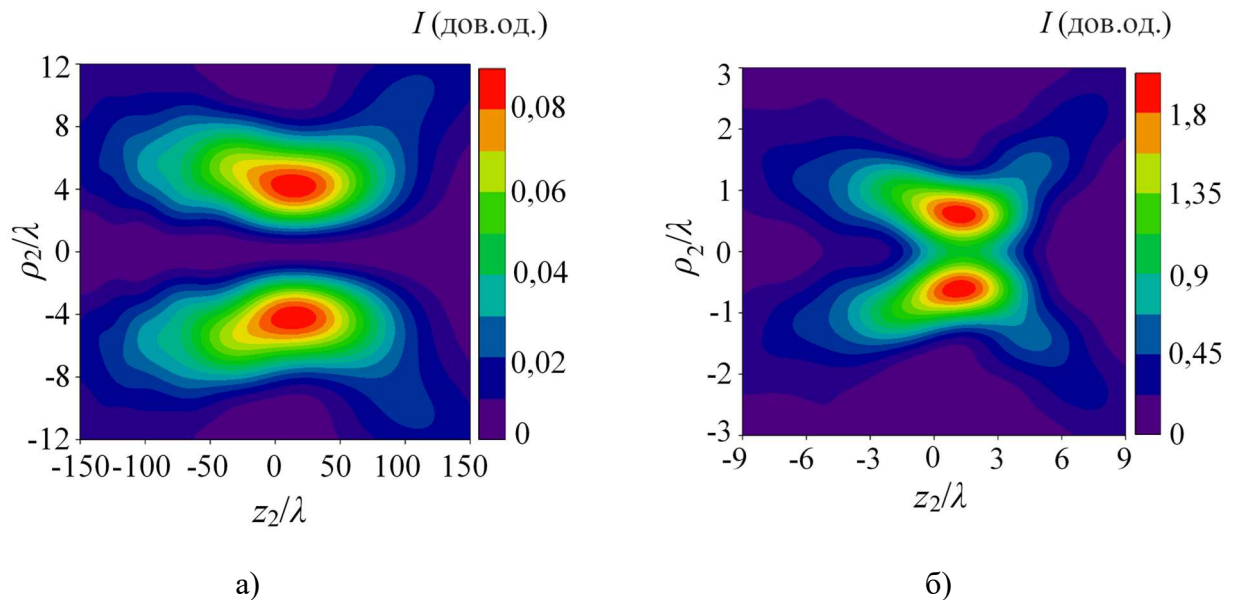


Рис. 3.41 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TM_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Відзначимо деякі характерні особливості. Поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованої TE_{01} -моди металевого резонатора в області мінімального розміру сфокусованих пучків випромінювання зберігає кільцеподібний вигляд (Рис. 3.40) як при помірному, так і при гострому фокусуванні. Діаметр пучка даної моди в фокусі лінзи при помірному фокусуванні $FWHM = 10,8\lambda$, а при гострому $FWHM = 2,5\lambda$, що повністю збігається з азимутально поляризованою TE_{01} -моди діелектричного резонатора.

Для радіально поляризованої TM_{01} -моди при гострому фокусуванні в поперечному розподілі поля спостерігається значне зростання осьової інтенсивності (Рис. 3.42 б), яке відсутнє при помірному фокусуванні (Рис. 3.41 а). Це пояснюється тим, що поздовжня компонента TM_{01} -моди має максимум поля на осі пучка (Рис. 3.42). При цьому діаметр пучка TM_{01} -моди в фокусі лінзи по полуспаду інтенсивності $FWHM$ при помірному фокусуванні $FWHM = 9,9\lambda$, а при гострому $FWHM = 2,2\lambda$.

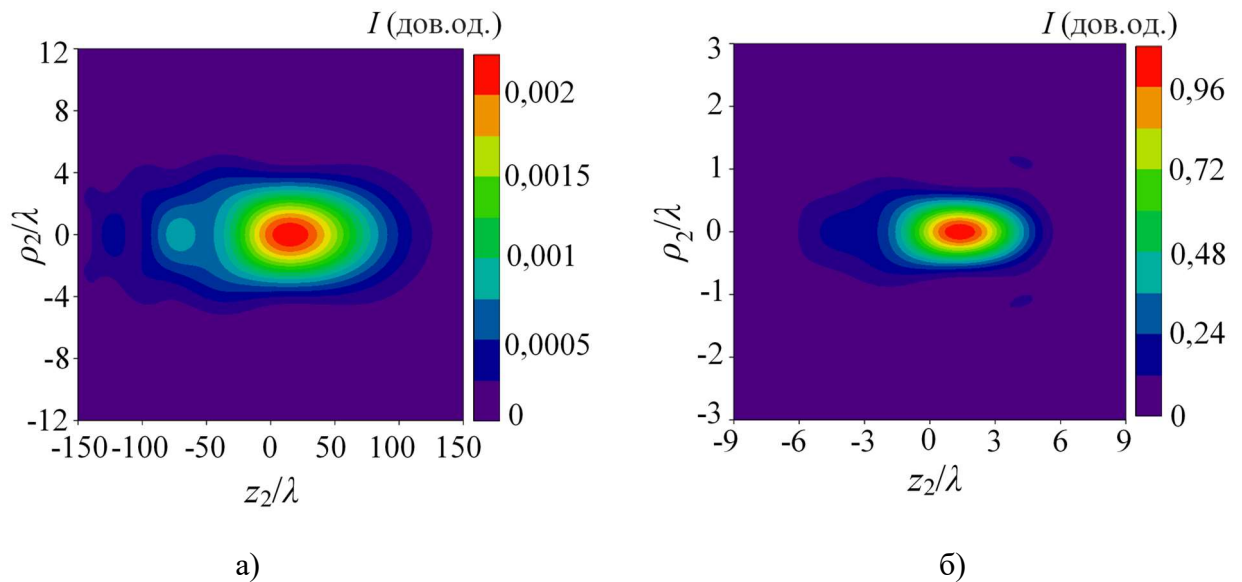


Рис. 3.42 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{01} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

На Рис. 3.43 – 3.46 продемонстровано розподіл сумарної інтенсивності поля, а також інтенсивності їх поздовжньої компоненти для несиметричних TE_{11} - і TM_{11} -мод.

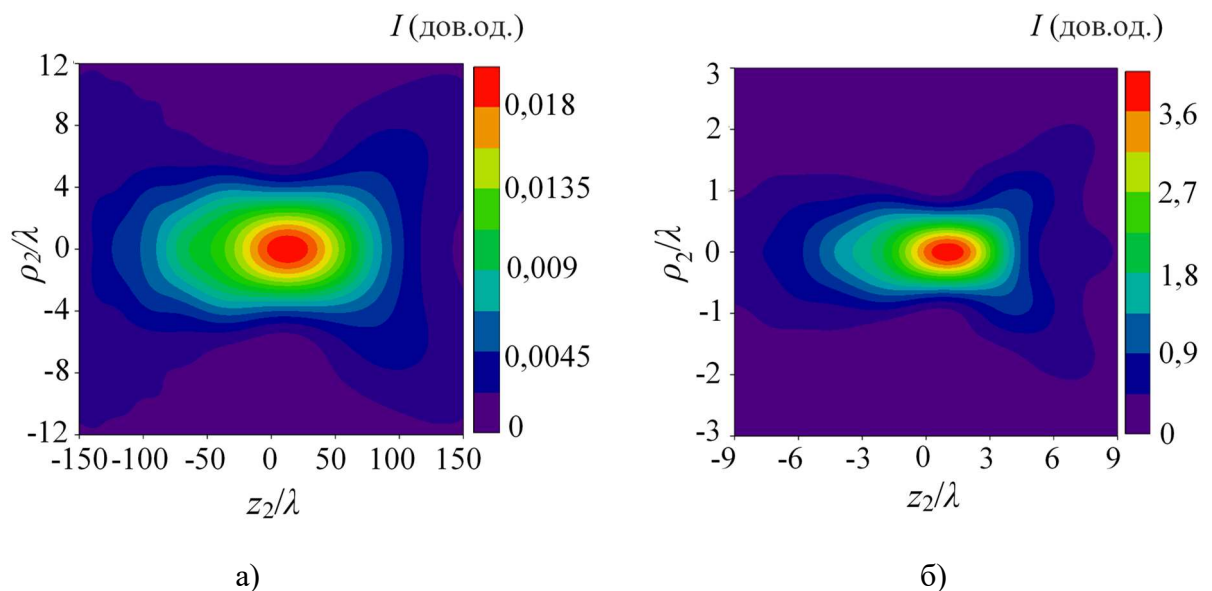


Рис 3.43. Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TE_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

З представлених рисунків видно, що поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля для TE_{11} -моди має максимум на осі пучка (Рис. 3.43) при

обох видах фокусування – помірного та гострого. Діаметр пучка TE_{11} -моди в фокусі лінзи при помірному фокусуванні $\text{FWHM} = 4,5\lambda$, а при гострому $\text{FWHM} = 0,97\lambda$. У поздовжньої компоненти поля цієї моди у фокусі лінзи спостерігається провал (Рис. 3.44), проте вклад цієї компоненти в сумарну інтенсивність незначний.

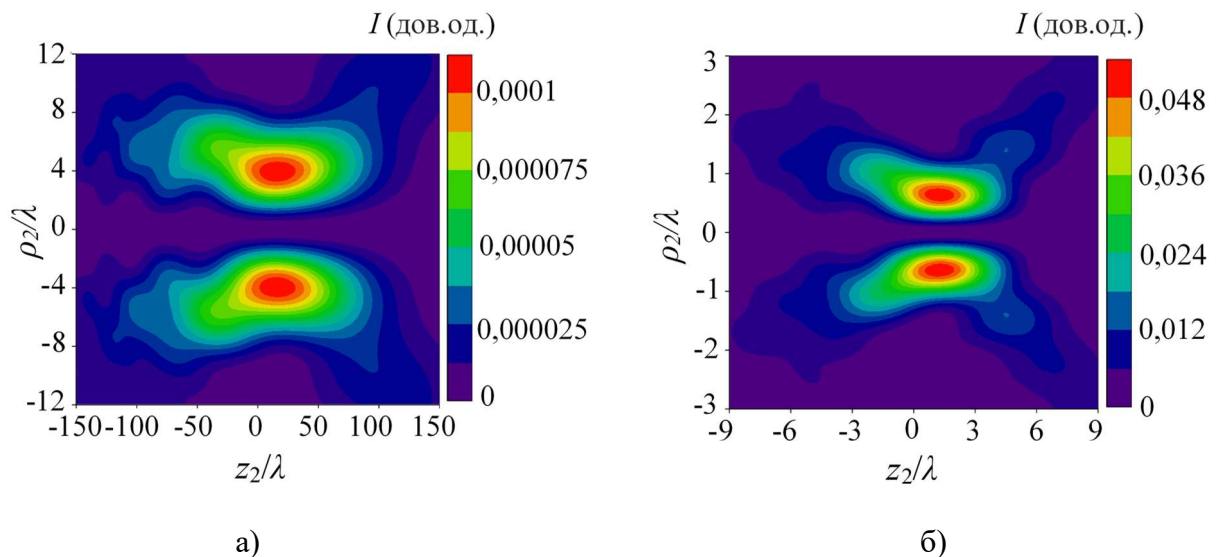


Рис. 3.44 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TE_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

У TM_{11} -моди в фокальній області поперечний розподіл сумарної інтенсивності поля має провал як при гострому, так і при помірному фокусуванні (рис.3.45). Можна спостерігати, що бокові лепестки поля даної моди мають різну інтенсивність. Цей факт пояснюється зміщенням максимуму поля у поздовжньої компоненти TM_{11} -моди при обох видах фокусування (Рис. 3.46). При цьому діаметр пучка TM_{11} -моди в фокусі лінзи при помірному фокусуванні $\text{FWHM} = 13,9\lambda$, а при гострому $\text{FWHM} = 3,4\lambda$.

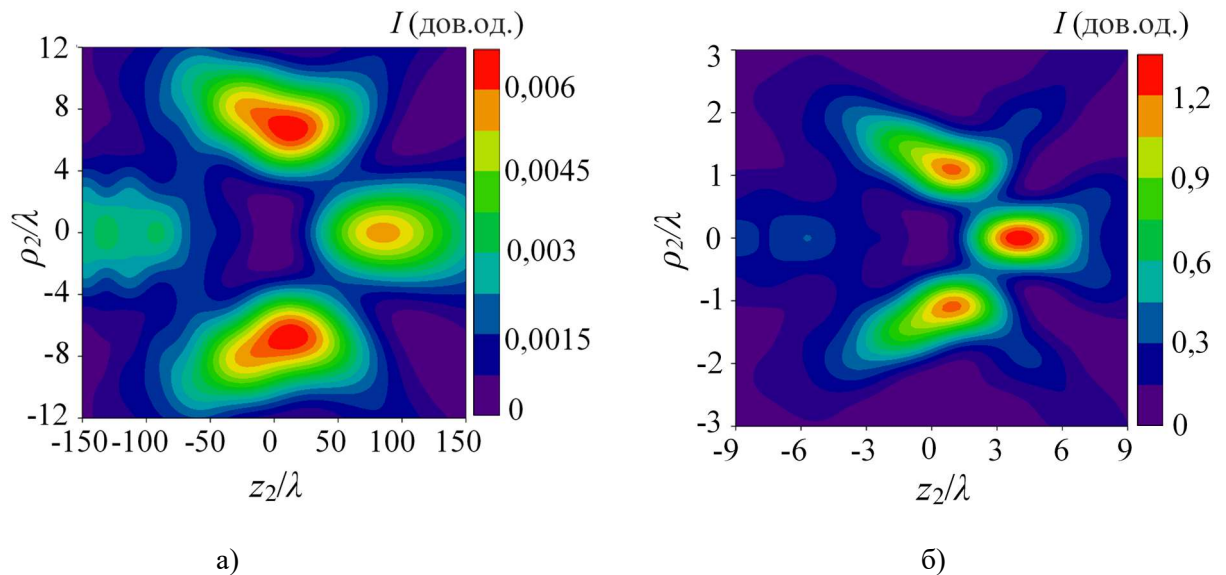


Рис. 3.45 Розрахункові розподілення сумарної інтенсивності поля TM_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

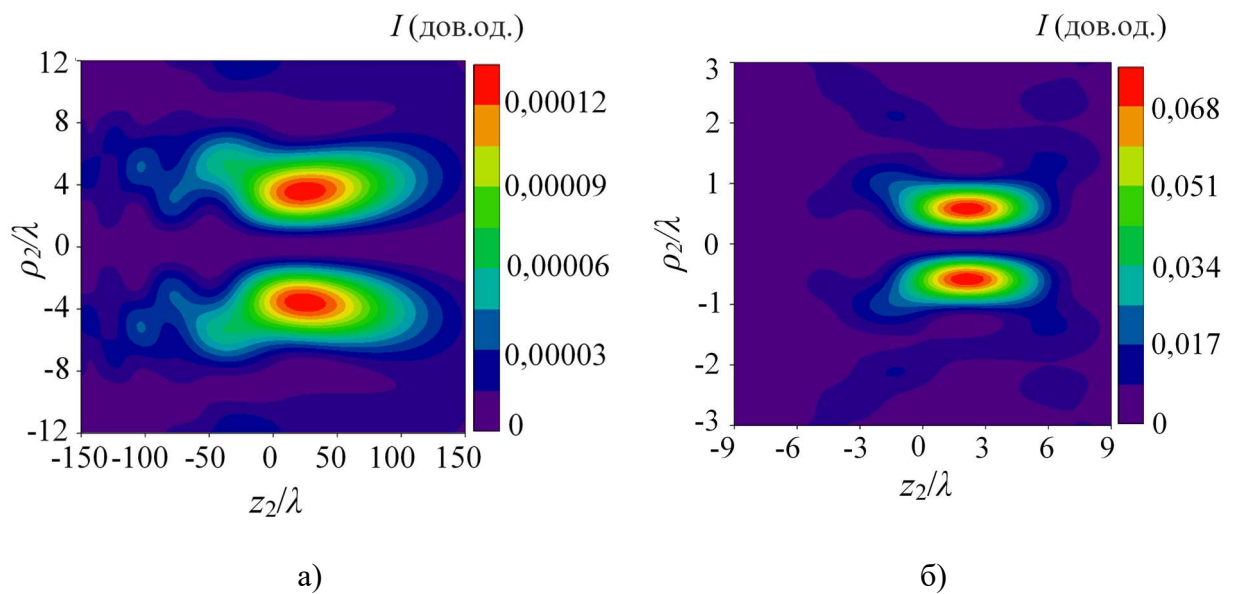


Рис. 3.46 Розрахункові розподілення інтенсивності поздовжньої компоненти поля TM_{11} -моди при помірному (а) та гострому (б) фокусуванні в фокальній області лінзи

Для вивчення впливу числової апертури лінзи на відносний внесок поздовжньої компоненти поля в сумарну інтенсивність мод було проведено розрахунок при різних значеннях параметра NA в фокальній області лінзи за виразом 3.11. Результати розрахунку приведені на Рис. 3.47. Видно, що при збільшенні числової апертури зростає внесок поздовжньої компоненти поля

для TM_{01} до 37 %, TE_{11} – 2 % і TM_{11} -моди приблизно до 6 %.

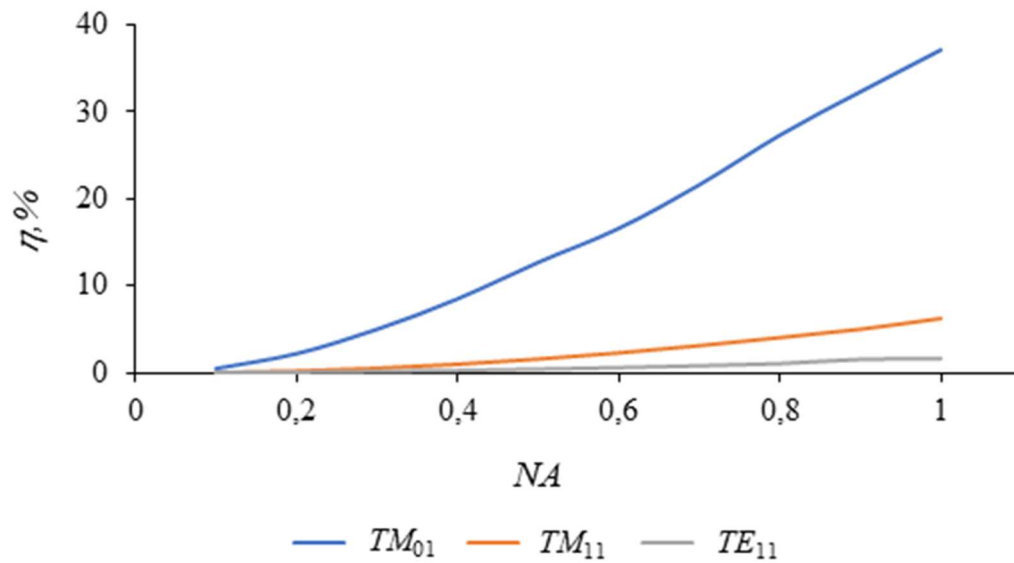


Рис. 3.47 Залежності відносного вкладу поздовжньої компоненти поля TM_{01} -, TM_{11} -та TE_{11} -мод в їх сумарну інтенсивність при різних значеннях числової апертури лінзи NA

Далі був розрахований внесок поздовжньої компоненти інтенсивності при гострому фокусуванні ($NA = 1$) в залежності від відстані z_2 . Результати розрахунку наведені на Рис. 3.48. Видно, що зростання η спостерігається в невеликій локальній області з центром близько фокусної відстані лінзи.

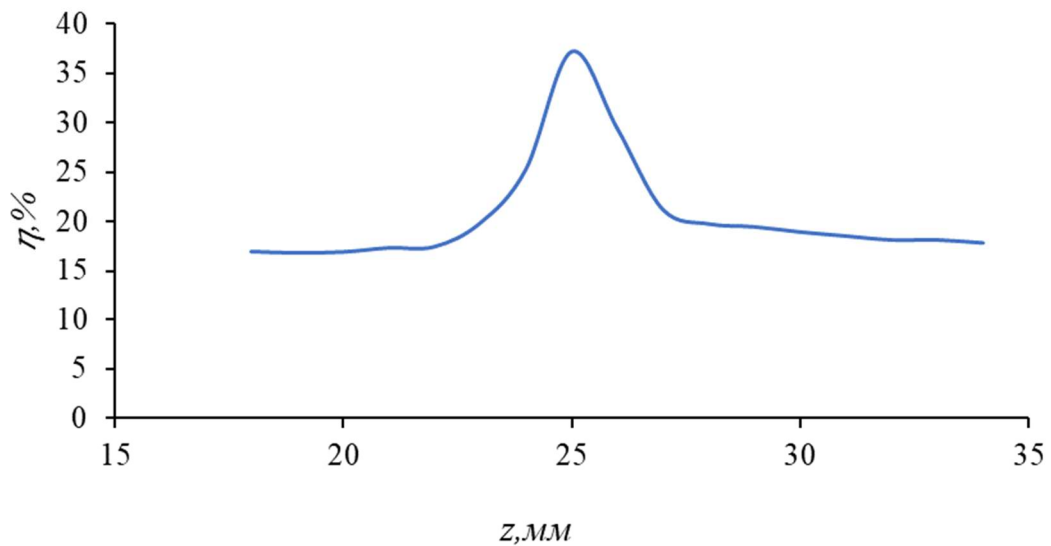


Рис 3.48 Залежності відносного вкладу поздовжньої компоненти поля TM_{01} -моди в сумарну інтенсивність при гострому ($NA = 1$) фокусуванні в фокальній області лінзи

Висновки до розділу 3

1. Теоретично та експериментально досліджені просторово-енергетичні характеристики при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора ТГц-лазера на основі круглого діелектричного хвилеводу.

Показано, що лінійно поляризована EH_{11} -мода має максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування. При гострому фокусуванні фокальна пляма цієї моди має найменший діаметр. В експерименті діаметр пучка EH_{11} -моди в поперечній площині становив $FWHM = 1,4\lambda$, що підтверджує розрахунки – $FWHM = 1,2\lambda$.

Розподіл сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованої TE_{01} -моди в фокальній області лінзи зберігає кільцеподібний вигляд як при помірному, так і при гострому фокусуванні. При помірному фокусуванні дана мода має мінімальний розмір плями в поздовжньому напрямку. В поперечній площині діаметр пучка TE_{01} -моди при помірному фокусуванні в експерименті

становив $\text{FWHM} = 10,3\lambda$, а в теорії $\text{FWHM} = 10,8\lambda$.

У радіально поляризованій TM_{01} -моди при гострому фокусуванні випромінювання в розподілі поля спостерігається значне зростання осьової інтенсивності, яке відсутнє при помірному фокусуванні. Це обумовлено тим, що поздовжня компонента поля при гострому фокусуванні дає істотний внесок у загальну інтенсивність даної моди. Поперечний розмір пучка цієї моди в фокальній області лінзи при гострому фокусуванні в розрахунках становить $\text{FWHM} = 2,0\lambda$, а в експерименті $\text{FWHM} = 2,9\lambda$.

2. Проведено теоретичні, а також експериментальні (для EH_{12} -моди), дослідження помірного та гострого фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора.

Максимальна інтенсивність поля EH_{12} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані від фокусу $z_{I\max} = 75,13\lambda$ при гострому – $z_{I\max} = 4,71\lambda$; для EH_{13} -моди при помірному фокусуванні $z_{I\max} = 139,85\lambda$, а при гострому фокусуванні $z_{I\max} = 6,80\lambda$. Діаметр пучка в області максимальної інтенсивності поля для EH_{12} -моди при помірному фокусуванні дорівнює $d_\sigma = 26,49\lambda$, а при гострому $d_\sigma = 6,22\lambda$; для EH_{13} -моди при помірному фокусуванні $d_\sigma = 42,99\lambda$, а при гострому $d_\sigma = 10,34\lambda$.

Максимальна інтенсивність поля TE_{02} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані від фокусу $z_{I\max} = 98,24\lambda$ при гострому $z_{I\max} = 4,95\lambda$; для TE_{03} -моди при помірному фокусуванні $z_{I\max} = 164,12\lambda$, а при гострому $z_{I\max} = 7,95\lambda$. Показано, що максимум поля мають центральні лепестки даних мод, які помітно зміщені від фокуса лінзи.

Максимальна інтенсивність поля TM_{02} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані від фокусу $z_{I\max} = 90,15\lambda$ при гострому $z_{I\max} = 5,18\lambda$; для TM_{03} -моди при помірному фокусуванні $z_{I\max} = 153,72\lambda$, а при гострому $z_{I\max} = 7,25\lambda$. Показано, що при гострому фокусуванні в розподілі поля спостерігається зростання осьової інтенсивності, а центральні лепестки, як і у вищих TE_{0n} -моди, помітно зміщені від фокуса лінзи. Також центральні

лепестки мають максимум поля.

3. Теоретично, із застосуванням теорії Релея-Зоммерфельда, досліджені просторово-енергетичні характеристики при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора ТГц-лазера на основі круглого металевго хвильоводу.

Показано, що в фокальній області лінзи у разі гострого фокусування пучка випромінювання, збудженого радіально поляризованої TM_{01} -модю, як і для діелектричного хвильовідного резонатора, спостерігається значне зростання її осьової інтенсивності, обумовлене істотним зростанням в цьому випадку інтенсивності поздовжньої компоненти поля даної моди. Проте сумарна інтенсивність поля цієї моди для металевго резонатора у фокусі лінзи в 2 рази вища, ніж для діелектричного.

Максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування, а також найменший діаметр в фокусі (при помірному фокусуванні $FWHM = 4,5\lambda$, а при гострому $FWHM = 0,97\lambda$) має несиметрична TE_{11} -мода.

Величина сумарної інтенсивності та розміри пучка для сфокусованої TE_{01} -моди металевго хвильовідного резонатора повністю збігаються з даними характеристиками для цієї ж моди діелектричного резонатора.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [36–38, 40–44].

РОЗДІЛ 4

УПРАВЛІННЯ ГОСТРО СФОКУСОВАНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ПУЧКАМИ

Електромагнітне випромінювання ТГц діапазону знаходить широке застосування в високошвидкісному зв'язку, моніторингу навколишнього середовища, контролю якості ліків і продуктів харчування, біологічній та медичній діагностики. Незважаючи на істотний прогрес в області генерації і прийому ТГц випромінювання в зв'язку із застосуванням лазерів, даний напрямок досліджень залишається одним з найбільш швидко розвиваючих в сучасній прикладній фізиці. Численні задачі, що стоять перед дослідниками в цій області, ще не вирішені. Значна кількість робіт присвячені створенню лінз і дифракційних решіток ТГц діапазону, проте ефективне застосування когерентного ТГц випромінювання вимагає створення елементів з більш широкими функціональними можливостями. Такі додатки, як отримання терагерцових зображень (в тому числі протяжних об'єктів), лазерна абляція, генерація оптичного розряду та інші, вимагають фокусування терагерцового випромінювання, часто – фокусування з підвищеною глибиною фокуса. Відповідно, на сьогоднішній день дослідження зі зміні параметрів фокальної області дуже актуальні.

У даному розділі представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень можливості управління параметрами фокальної області гостро сфокусованих лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами резонатора ТГц лазера на основі порожнистого круглого діелектричного хвилеводу.

4.1 Теоретичні співвідношення і експериментальна установка

Задамо в початковій площині випромінювання у вигляді лінійно поляризованої EH_{11} - і азимутально поляризованої TE_{01} -мод. Нормовані

компоненти $\vec{E}_r$ і $\vec{E}_\phi$ електричного поля даних мод на вихідному дзеркалі резонатора в циліндричній системі координат (r, ϕ, z) описані в 3 розділі (рівняння 3.2, 3.4).

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда [178] в непараксіальному наближенні і вирази компонент поля EH_{11} - і TE_{01} -мод на вихідному дзеркалі резонатора, знаходимо компоненти поля цих мод у вільному просторі на відстань z_1 (Рис. 4.1). Помноживши отримані вирази на функцію фазової корекції лінзи з урахуванням розмірів поглинаючих масок і знову застосувавши до них інтеграли Релея-Зоммерфельда, запишемо компоненти поля даних мод в фокальній області лінзи.

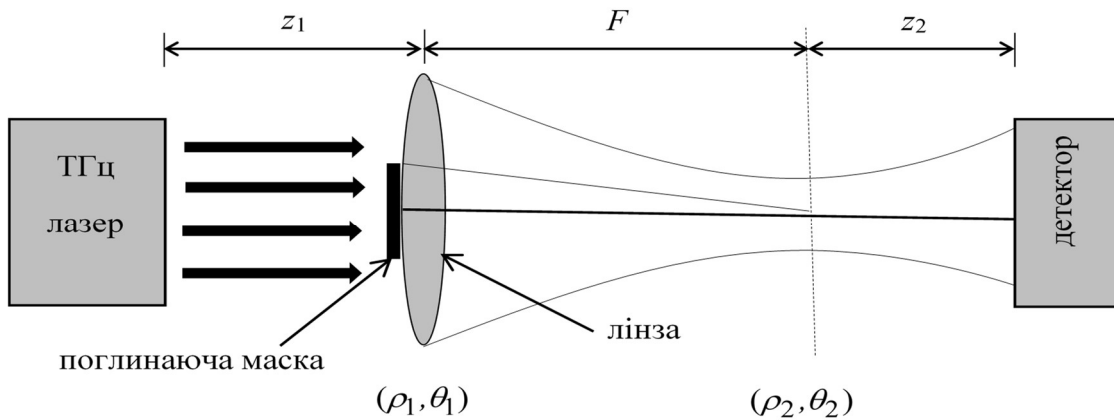


Рис. 4.1 Теоретична модель управління гостро сфокусованими лазерними пучками

Компоненти поля для азимутально поляризованої TE_{01} -моди в фокальній області лінзи з урахуванням поглинаючих масок мають вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r(\rho_2, \theta_2, F + z_2) = 0, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, F + z_2) = -\frac{k^2 z_1 (F + z_2)}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) A_{01} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ \quad \times J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, F + z_2) = 0. \end{array} \right. \quad (4.1)$$

Компоненти поля для лінійно поляризованої EH_{11} -моди в фокальній області лінзи з урахуванням поглинаючих масок мають вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, F + z_2) &= \frac{k^2 z_1 (F + z_2)}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{11} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \\ &\times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, F + z_2) &= \frac{k^2 z_1 (F + z_2)}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \cos(\theta_2) C_{11} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \times \\ &\times \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_0(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, F + z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) \sin(\theta_2) C_{11} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_0\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) \times \\ &\times J_0(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr \left[i\rho_1 J_1(\gamma_2 \rho_1) + \right. \\ &\left. + \rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1) \right] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \end{aligned} \right. \quad (4.2)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; λ – довжина хвилі; ρ_1, θ_1, z_1 – циліндричні координати в площині спостереження; r і ϕ – полярні координати в області завдання початкового поля; $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$; $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$; ρ_2, θ_2, z_2 – циліндричні координати в площині спостереження за лінзою; $\xi_2 = \sqrt{z_2^2 + \rho_2^2}$; $\gamma_2 = k\rho_2 / \xi_2$; a_1 – радіус хвилеводу; a_2 – радіус лінзи; a_3 – радіус поглинаючої маски; $Ph(\rho_1) = \exp\left(\frac{-i\pi\rho_1^2}{\lambda F}\right)$ – функція фазової корекції лінзи; F – фокусна відстань лінзи.

Схема експериментальної установки обрана аналогічно теоретичній

моделі, яка показана на Рис. 4.1. Фокусувальна система була представлена короткофокусною лінзою з числовою апертурою $NA = 0,68$, центральна область якої перекривалася поглинаючими масками різних діаметрів. Параметри фокальній області сфокусованого пучка визначалися за допомогою піроелектричного точкового детектора з просторовою роздільною здатністю 0,2 мм, який переміщувався в трьох площинах.

4.2 Порівняння теоретичних та експериментальних результатів

Використовуючи формули (4.1) і (4.2), виконані чисельні розрахунки розподілу інтенсивності гостро сфокусованих лазерних пучків поблизу фокусу. Довжина хвилі досліджуваного випромінювання склала 0,4326 мм (лінія генерації ТГц лазера з оптичним накачуванням на молекулі НСООН). Радіус хвилеводу обраний рівним $a_1 = 17,5$ мм, а радіус лінзи $a_2 = 25$ мм. Радіус поглинаючих масок з гуми варіювався в діапазоні $a_3 = 0 \div 17,5$ мм. Фокусна відстань лінзи $F = 36,36$ мм, яка була виконана із кристалічного кварцу, вибиралася відповідно до умов гострого ($NA = 0,68$) фокусування. Для перехоплення пучка відстань z_1 була вибрана 700 мм. Оцінимо вплив відносного параметра δ ($\delta = a_3/a_2$), який зв'язує розміри поглинаючої маски і лінзи, на розподіл сумарної інтенсивності поля і на діаметр сфокусованих пучків.

На Рис. 4.2 наведено розрахункові та експериментальні розподіли сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованої EH_{11} -моди діелектричного резонатора в фокальній області лінзи при $\delta = 0$ (без поглинаючої маски). Сумарна інтенсивність поля EH_{11} -моди в центрі фокальної плями має максимум. Мінімальний діаметр пучка даної моди при відсутності поглинаючої маски в фокальній області лінзи в розрахунках становив $\text{FWHM} = 1,12\lambda$, а в експерименті – $\text{FWHM} = 1,42\lambda$. Також була розрахована довжина фокальної перетяжки ℓ_z , яка визначалася по межі росту розміру пучка FWHM на 10 %. В розрахунках довжина фокальної перетяжки становила $\ell_z = 1,2\lambda$, тоді

як в експерименті $\ell_z = 1,5\lambda$. Залежність діаметра пучка гостро сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при $\delta = 0$ наведені на Рис. 4.3.

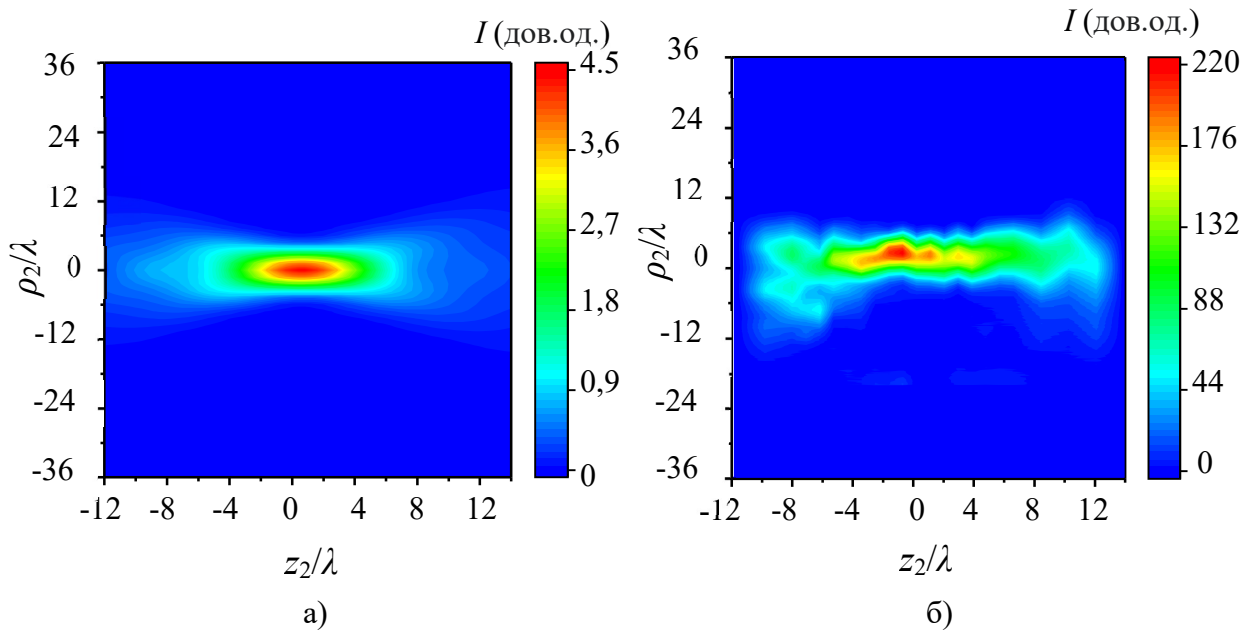


Рис. 4.2 Розрахункові (а) та експериментальні (б) розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{11} -моди в фокальній області при $\delta = 0$

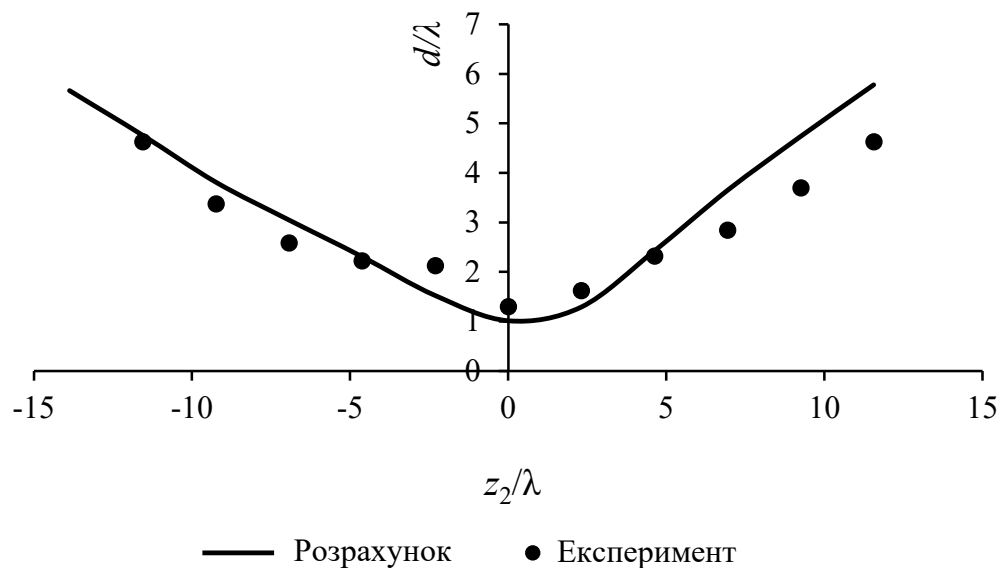


Рис. 4.3 Розрахункова та експериментальна залежності діаметра пучка гостро сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при $\delta = 0$

Змінюючи параметр δ в експерименті показано, що максимальна довжина фокальної перетяжки ℓ_z досягається при $\delta = 0,6$. Експериментальні

залежності діаметра пучка гостро сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при різному значенні параметра δ наведені на Рис. 4.4. Мінімальний діаметр пучка EH_{11} -моди при $\delta = 0,5$ в фокальній області лінзи становив $\text{FWHM} = 1\lambda$, при $\delta = 0,6$ – $\text{FWHM} = 0,96\lambda$, а при $\delta = 0,75$ – $\text{FWHM} = 0,92\lambda$. Довжина фокальної перетяжки даної моди ℓ_z при $\delta = 0,5$ дорівнює 15λ , при $\delta = 0,6$ – $\ell_z = 19,6\lambda$, а при $\delta = 0,75$ – $\ell_z = 18,5\lambda$.

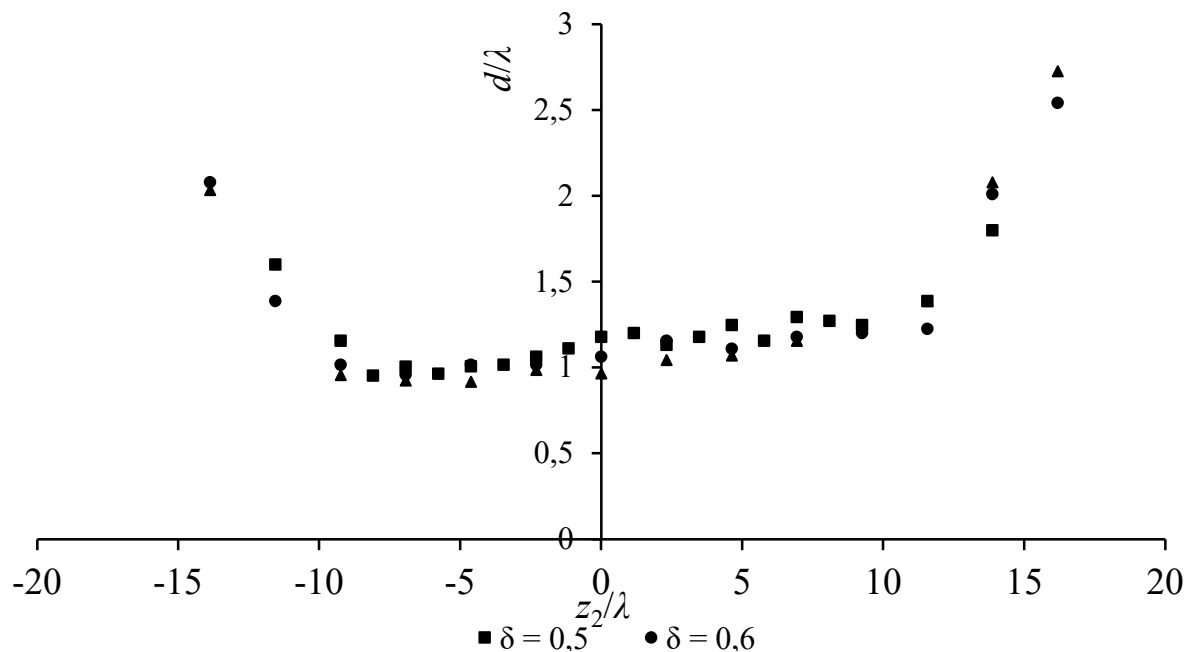


Рис. 4.4 Експериментальні залежності діаметра пучка гостро сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при $\delta = 0,5$, $\delta = 0,6$ і $\delta = 0,75$

На Рис. 4.5 наведено розрахункові та експериментальні розподіли сумарної інтенсивності поля лінійно поляризованої EH_{11} -моди діелектричного резонатора в фокальній області лінзи при $\delta = 0,6$. Сумарна інтенсивність поля EH_{11} -моди при $\delta = 0,6$ в центрі фокальної плями також має максимум, але форма розподілу поля суттєво змінюється. При цьому мінімальний діаметр пучка цієї моди в розрахунках становив $\text{FWHM} = 0,76\lambda$, а в експерименті – $\text{FWHM} = 1\lambda$ (Рис. 4.6).

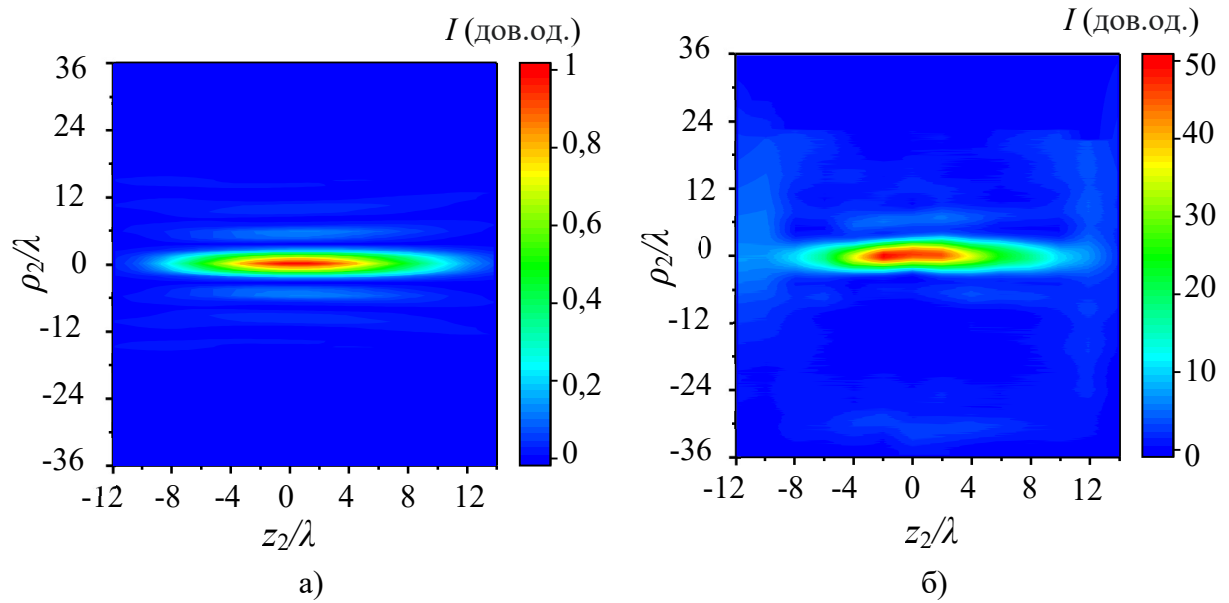


Рис. 4.5 Розрахункові (а) та експериментальні (б) розподіли сумарної інтенсивності поля EH_{11} -моди в фокальній області при $\delta = 0,6$

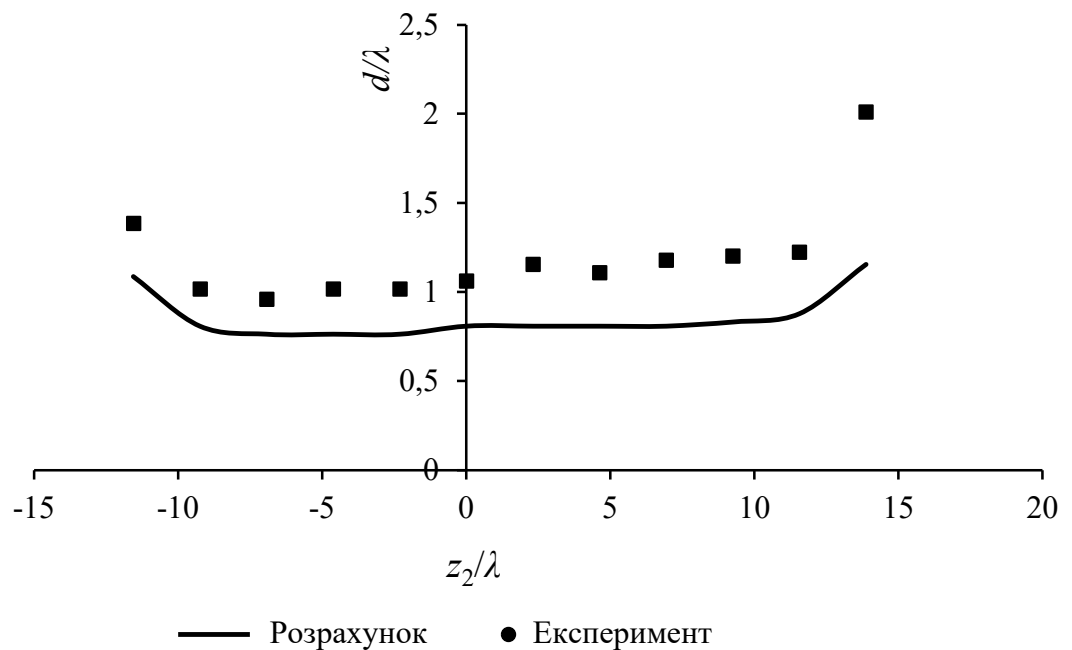


Рис. 4.6 Розрахункова та експериментальна залежності діаметра пучка гостро сфокусованої EH_{11} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при $\delta = 0,6$

Довжина фокальної перетяжки гостро сфокусованої EH_{11} -моди при $\delta = 0,6$ в розрахунках становила $\ell_z = 19\lambda$, що повністю підтверджують експериментальні результати ($\ell_z = 19,6\lambda$).

На Рис. 4.7 наведено розрахункові та експериментальні розподіли сумарної інтенсивності поля азимутально поляризованої TE_{01} -моди діелектричного резонатора в фокальній області лінзи при $\delta = 0$.

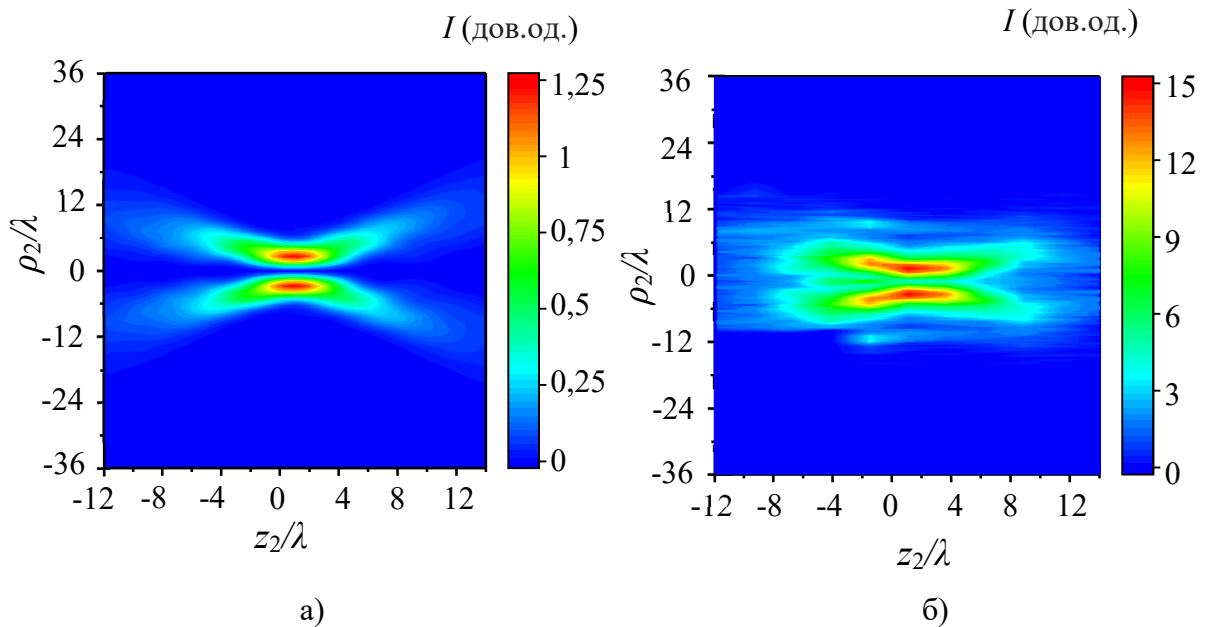


Рис. 4.7 Розрахункові (а) та експериментальні (б) розподіли сумарної інтенсивності поля TE_{01} -моди в фокальній області при $\delta = 0$

Сумарна інтенсивність поля TE_{01} -моди в центрі фокальної плями має кільцеподібний вигляд. Мінімальний діаметр пучка даної моди при відсутності поглинаючої маски в фокальній області лінзи в розрахунках становив $\text{FWHM} = 2,1\lambda$, а в експерименті – $\text{FWHM} = 2,8\lambda$ (Рис. 4.8). При цьому довжина фокальної перетяжки даної моди в розрахунках становила $\ell_z = 1,61\lambda$, тоді як в експерименті – $\ell_z = 1,4\lambda$.

Далі були проведені розрахунки та експериментальні дослідження гостро сфокусованої TE_{01} -моди при $\delta = 0,45$. Розподіли сумарної інтенсивності поля цієї моди в фокальній області лінзи наведені на Рис. 4.9.

розмір фокальної перетяжки, як і для EH_{11} -моди, у цьому випадку суттєво змінюються.

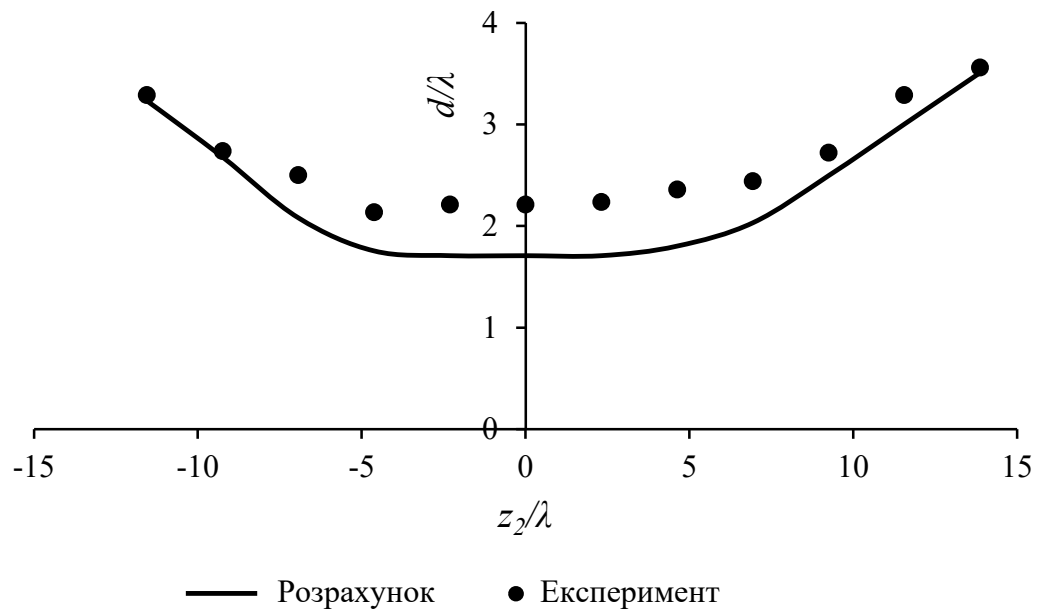


Рис 4.10 Розрахункова та експериментальна залежності діаметра пучка гостро сфокусованої TE_{01} -моди від відстані z_2 в фокальній області лінзи при $\delta = 0,45$

Мінімальний діаметр пучка TE_{01} -моди в розрахунках становив $\text{FWHM} = 1,7\lambda$, а в експерименті – $\text{FWHM} = 2,2\lambda$ (Рис. 4.10). Довжина фокальної перетяжки гостро сфокусованої при $\delta = 0,45$ в розрахунках становила $\ell_z = 11,5\lambda$, тоді як в експерименті це значення складає $\ell_z = 11,9\lambda$.

Розрахункові та експериментальні поперечні і поздовжні розміри фокусних плям для EH_{11} та TE_{01} -мод при їх гострому фокусуванні при різному параметрі поглинаючої маски приведені в Табл. 4.1. Потужність випромінювання лазера за відсутності поглинаючої маски на фокусувальному елементі для EH_{11} -моди становила 4,3 мВт, тоді як у разі використання поглинаючої маски – 2,2 мВт. Потужність випромінювання лазера за відсутності поглинаючої маски на фокусувальному елементі для TE_{01} -моди становила 2,2 мВт, тоді як у разі використання поглинаючої маски – 1,4 мВт.

Таблиця 4.1

**Мінімальні діаметри і поздовжні розміри фокальних плям
С ованих мод**

Типи мод	EH_{11} при $\delta = 0$		EH_{11} при $\delta = 0,6$		TE_{01} при $\delta = 0$		TE_{01} при $\delta = 0,45$	
	FWHM	ℓ_z	FWHM	ℓ_z	FWHM	ℓ_z	FWHM	ℓ_z
Теорія	$1,12\lambda$	$1,2\lambda$	$0,76\lambda$	19λ	$2,1\lambda$	$1,61\lambda$	$1,7\lambda$	$11,5\lambda$
Експ.	$1,42\lambda$	$1,5\lambda$	1λ	$19,6\lambda$	$2,8\lambda$	$1,4\lambda$	$2,2\lambda$	$11,9\lambda$

Висновки до розділу 4

1. Теоретично і експериментально досліджена можливість управління параметрами фокальної області гостро сфокусованих лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами ТГц лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвилеводу.

2. Запропонована фокусувальна система у вигляді короткофокусної лінзи, центральна область якої перекривалася поглинаючими масками. Управління параметрами фокальної області здійснювалося шляхом зміни розмірів масок.

3. Теоретично і експериментально показано, що використання поглинаючих масок дозволяє зменшити мінімальний діаметр пучка в фокальній області і збільшити глибину фокуса лінійно поляризованої EH_{11} -моди і азимутально поляризованої TE_{01} -моди. В експерименті, змінюючи співвідношення між розміром маски і лінзи, мінімальний діаметр пучка сфокусованої лінійно поляризованої EH_{11} -моди в фокальній області лінзи був зменшений з $1,42\lambda$ до 1λ , тоді як довжина її фокальної перетяжки збільшена з $1,5\lambda$ до $19,6\lambda$; мінімальний діаметр сфокусованої азимутально поляризованої TE_{01} -моди зменшений з $2,8\lambda$ до $2,2\lambda$, а довжина її фокальної перетяжки збільшена з $1,4\lambda$ до $11,9\lambda$.

4. Теоретично і експериментально показано доведено, що незалежно від співвідношення між розміром маски і лінзи в центрі фокальної плями гостро сфокусована лінійно поляризована EH_{11} -мода зберігає максимум поля, а азимутально поляризована TE_{01} -мода кільцеподібний вигляд.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [39, 45, 47].

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішена актуальна наукова задача по встановленню фізичних закономірностей формування, фокусування хвильових лазерних пучків безперервного випромінювання терагерцового діапазону з неоднорідною просторовою поляризацією та управління випромінюванням сфокусованих лазерних пучків.

При виконанні роботи отримані наступні результати:

1. Вперше в довгохвильовому та резонансному наближеннях знайдені коефіцієнти відбиття і проходження мод різної симетрії та поляризації на періодичній багатокільцевій діафрагми в порожнистому круглому діелектричному хвилеводі.

2. Вперше запропоновано методику розрахунків характеристик і створено експериментальні зразки дифракційних дзеркал з діафрагмами, що забезпечують формування мод з різною поляризацією випромінювання в хвилевідних квазіоптичних резонаторах терагерцового діапазону з високим коефіцієнтом відбиття:

- теоретично і експериментально підтверджено, що вхідне відбиваюче азимутально-симетричне великомасштабне дифракційне дзеркало ефективно селекує небажані моди і формує необхідну моду з азимутальною поляризацією випромінювання;

- теоретично і експериментально підтверджено, що вхідне відбиваюче фазовоступеневе дзеркало ефективно формує вищу лінійно поляризовану EH_{12q} -моду;

- експериментально підтверджено, що вихідне радіально-симетричне дифракційне дзеркало ефективно селекує небажані моди і формує необхідну моду з радіальною поляризацією випромінювання.

3. Вперше в терагерцовому діапазоні теоретично та експериментально встановлені фізичні особливості просторово-енергетичних характеристик при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків

випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, збуджуваних модами резонатора лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвилеводу. Показано, що в фокальній області лінзи у разі гострого фокусування пучка випромінювання, збудженого радіально поляризованою TM_{01} -моду, спостерігається значне зростання її осьової інтенсивності, обумовлене істотним зростанням в цьому випадку інтенсивності поздовжньої компоненти поля даної моди. Показано, що лінійно поляризована EH_{11} -мода має максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування. При гострому фокусуванні фокальна пляма цієї моди має найменший діаметр. В експерименті діаметр пучка EH_{11} -моди в поперечній площині становив $FWHM = 1,4\lambda$, що підтверджує розрахунки – $FWHM = 1,2\lambda$.

Проведено теоретичні, а також експериментальні (для EH_{12} -моди), дослідження помірного та гострого фокусування мод вищого порядку діелектричного хвилевідного резонатора. Експериментально показано, що максимальна інтенсивність поля EH_{12} -моди при помірному фокусуванні знаходиться на відстані $z_{Imax} = 74,80\lambda$, в розрахунках $z_{Imax} = 75,13\lambda$. При гострому фокусуванні в експерименті максимальна інтенсивність поля даної моди знаходилась на відстані $z_{Imax} = 4,6\lambda$, в теорії $z_{Imax} = 4,71\lambda$. Діаметр сфокусованої EH_{12} -моди при помірному фокусуванні в експерименті становив $FWHM = 4,50\lambda$ ($FWHM = 4,48\lambda$ – в теорії), а при гострому в експерименті $FWHM = 0,90\lambda$ ($FWHM = 1,27\lambda$ – в теорії).

4. Теоретично досліджені просторово-енергетичні характеристики при помірному та гострому фокусуванні у вільному просторі пучків випромінювання з різною просторовою поляризацією поля, що збуджуються модами резонатора ТГц-лазера на основі круглого порожнистого металевих хвилеводу. Вперше встановлено, що максимум поля на осі пучка при обох видах фокусування, а також найменший діаметр в фокусі (при помірному фокусуванні $FWHM = 4,5\lambda$, а при гострому $FWHM = 0,97\lambda$) має несиметрична TE_{11} -мода.

5. Вперше теоретично і експериментально досліджена можливість управління параметрами фокальної області гостро сфокусованих лазерних пучків випромінювання, збуджуваних модами резонатора ТГц лазера на основі круглого порожнистого діелектричного хвилеводу. Запропонована фокусувальна система у вигляді короткофокусної лінзи, центральна область якої перекривалася поглинаючими масками різних розмірів. В експерименті, змінюючи співвідношення між розміром маски і лінзи, мінімальний діаметр пучка сфокусованої лінійно поляризованої EH_{11} -моди в фокальній області лінзи був зменшений з $1,42\lambda$ до 1λ , тоді як довжина фокальної перетяжки збільшена $1,5\lambda$ до $19,6\lambda$; мінімальний діаметр сфокусованої азимутально поляризованої TE_{01} -моди зменшений з $2,8\lambda$ до $2,2\lambda$, а довжина фокальної перетяжки збільшена з $1,4\lambda$ до $11,9\lambda$.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Rieh J. S. Introduction to terahertz electronics. *Springer*. New York, NY, USA, 2021. 575 p.
2. Zhong S. Progress in terahertz nondestructive testing: A review. *Frontiers of Mechanical Engineering*. 2019. Vol. 14, P. 273–281.
3. Dhilon S. S. The 2017 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. Vol. 50, No. 4. Art. 043001.
4. Valusis G. Roadmap of terahertz imaging 2021. *Sensors*. 2021. Vol. 21, No. 12. Art. 4092.
5. Schnegg A. et al. Frequency domain Fourier transform THz-EPR on single molecule magnets using coherent synchrotron radiation. *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2009. Vol. 11, P. 6820–6825.
6. Guillet J. P. et al. Review of terahertz tomography techniques. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2014. Vol. 35, P. 382–411.
7. Neua J., Schmittenmaerb C. A. Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS). *Journal of Applied Physics*. 2018. Vol. 124, No. 23. Art. 231101.
8. Quabis S. et al. Focusing light into a tighter spot. *Optics Communications*. 2000. Vol. 179. P. 1–7.
9. Youngworth K. S., Brown T. G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams. *Optics Express*. 2000. Vol. 7, No. 2. P. 77–87.
10. Zhan Q., Leger J. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Optics Express*. 2002. Vol. 7, No. 10. P. 324–331.
11. Suresh P. et al. Investigating the focus shaping of the TEM₁₁* beam with radial varying polarization. *International Journal for Light and Electron Optics*. 2015. Vol. 126, No. 18. P. 1691–1694.
12. Zaïm N. et al. Relativistic acceleration of electrons injected by a plasma mirror into a radially polarized laser beam. *Physical Review Letters*. 2017. Vol. 119, No. 18. Art. 094801.

13. Jin X. et al. Representation and focusing properties of higher-order radially polarized Laguerre–Gaussian beams. *Journal of Modern Optics*. 2015. Vol. 62, No. 8. P. 626–632.
14. Kraus M. et al. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization. *Optics Express*. 2010. Vol. 18, No. 21. P. 22305–22313.
15. Khonina S. N., Golub I. Time behavior of focused vector beams. *JOSA A*. 2016. Vol. 33, No. 10. P. 1948–1954.
16. Waselikowski S., Fischer C., Wallauer J., Walther M. Optimal plasmonic focusing on a metal disc under radially polarized terahertz illumination. *New Journal of Physics*. 2013. Vol. 15, Art. 075005.
17. Eckerle M. et al. Novel thin-disk oscillator concept for the generation of radially polarized femtosecond laser pulses. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, No. 7. P. 1680–1683.
18. Cheng Z. et al. Tight focusing of the azimuthally polarized light beam for a sharper spot. *Optics & Laser Technology*. 2015. Vol. 43, P. 77–81.
19. Endo M., Araya A., Kurokawa Y., Uno K. Anomalous enhancement of drilling rate in carbon fiber reinforced plastic using azimuthally polarized CO₂ laser. *Laser Physics*. 2016. Vol. 26, No. 9. Art. 096001.
20. Matsusaka S., Kozawa Y., Sato S. Acceleration of micro-hole drilling by an azimuthally polarized laser beam under tight focusing condition. *Lasers and Electro-Optics : Proceedings Int. Conf.*, 13–18 May 2018, San Jose, 2018. Art. SM4O.2.
21. Aghbolaghi R., Charehjol H. Radially and azimuthally polarized laser beams by thin-disk laser. *Applied Optics*. 2016. Vol. 55, No. 13. P. 3510–3517.
22. Scheuer J. Ultra-high enhancement of the field concentration in Split Ring Resonators by azimuthally polarized excitation. *Optics Express*. 2011. Vol. 19, No. 25. P. 25454–25464.
23. Wang K., Mittleman D. M. Metal wires for terahertz wave guiding. *Nature*. 2004. Vol. 432, P. 376–379.

24. Jeona T., Zhang J., Grischkowsky D. THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire. *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86, No. 16. Art. 161904.
25. Deibel J. A., Wang K., Escarra M. D., Mittleman D. M. Enhanced coupling of terahertz radiation to cylindrical waveguides. *Optics Express*. 2006. Vol. 14, No. 1. P. 279–290.
26. Kulipanov G. N. Novosibirsk free electron laser-facility description and recent experiments. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2015. Vol. 5, No. 5. P. 798–809.
27. Walsby E. D. et al. Multilevel silicon diffractive optics for terahertz waves. *Journal of Vacuum Science and Technology B*. 2015. Vol. 20, No. 6. P. 2780.
28. Furlan W. D. et al. 3D printed diffractive terahertz lenses. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, No. 8. P. 1748–1751.
29. Агафонов А. Н. и др. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения. *Автометрия*. 2013. Т. 49, № 2. С. 98–105.
30. Siemion A. Terahertz diffractive optics – smart control over radiation. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 2019. Vol. 40, No. 5. P. 477–499.
31. Кулипанов, Г. Н. и др. Экспериментальные исследования взаимодействия терагерцового излучения новосибирского лазера на свободных электронах с водным аэрозолем. *Оптика атмосферы и океана*. 2014. Т. 27, № 12. С. 1070–1073.
32. Neelakanta P. Sharma B. Conceiving THz endometrial ablation: Feasibility, Requirements and Technical Challenges. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2013. Vol. 17, No. 4. P. 813–819.
33. Gurin O. V. et al. Selective properties of azimuthal-symmetric diffraction mirrors of terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, No. 20. P. 1845–1854.
34. Gurin O. V. et al. Generation of terahertz vector beam in the dielectric waveguide gas-discharge laser. *Telecommunications and Radio Engineering*.

2017. Vol. 76, No. 17. P. 1567–1579.
35. Gurin O. V. et al. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electronics*. 2021. Vol. 51, No. 4. P. 338–342.
 36. Vlasenko S. A. et al. Spatial and power characteristics of focused modes of the metal cavity of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, No. 5. P. 373–383.
 37. Gurin O. V. et al. Focusing of modes with an inhomogeneous spatial polarization of the dielectric resonator of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2020. Vol. 79, No. 2. P. 105–116.
 38. Дегтярев А. В., Дубинин Н. Н., Маслов В. А. Фокусування мод металевого резонатора терагерцового лазера. *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*, 2017. № 26. С. 48–53.
 39. Degtyarev A. V. et al. Control of tightly focused laser beams in the THz range. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2021. Vol. 63, No. 11. P. 2888–2892.
 40. Гурин О. В. и др. Особенности фокусировки мод металлического резонатора терагерцового лазера. *Функциональная база наноэлектроники : материалы IX международн. науч. конф., 18–23 сент. 2017 р., Одесса, 2017. С. 203–206.*
 41. Gurin O. V. et al. Focusing of modes for metallic resonator of a terahertz laser with nonuniform spatial polarization. *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory : Proceedings 17th Int. Conf., 2–5 July 2018, Kiev, 2018. P. 226–229.*
 42. Gurin O. V. et al. Spatial structure of focused modes with nonuniform spatial polarization of metallic resonator of a terahertz laser. *Electrical and Computer Engineering : Proceedings 2nd Ukr. Conf., 2–6 July 2019, Lviv, 2018. P. 704–708.*
 43. Gurin O. V. et al. Focusing of modes for dielectric resonator of a terahertz laser. *Advanced Optoelectronics and Lasers : Proceedings 8th Int. Conf., 6–8 Sep. 2019, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 255–258.*

44. Gurin O. V. et al. Sharp focused modes of metallic and dielectric waveguide resonators of terahertz laser. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week : Proceedings Int. Conf.*, 21–25 Sep. 2020, Kharkiv, 2019. P. 684–687.
45. Dubinin M. M., Maslov V. A. Changing the parameters of the focusing depth of laser beams in the THz range. *Young Professionals in Physics and Technology: Proceedings Int. Conf.*, 26–30 Apr. 2020, Kharkiv, 2021. P. 41.
46. Gurin O. V. et al. Control of Focused Laser Beams with Different Spatial Polarization. *Photonics North : Proceedings Int. Conf.*, May 31 to June 2 2021, Quebec, Canada, 2021. Art. 9597915.
47. Degtyarev A. et al. Changing the parameters of tightly focused THz laser beams. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves : Proceedings 46th Int. Conf.*, 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9567397.
48. Degtyarev A. et al Diffraction properties of electromagnetic waves on periodic and aperiodic gratings in hollow dielectric waveguides. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves : Proceedings 46th Int. Conf.*, 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9566946.
49. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators. *Applied Optics*. 1966. Vol. 5, No. 10. P. 1550–1566.
50. Pohl D. Operation of a ruby laser in the purely transverse electric mode TE_{01} . *Applied Physics Letters*. 1972. Vol. 20, No. 7. P. 266–267.
51. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В. Получение линейной поляризации в лазере с интерференционной селекцией мод и линий генерации. *Автометрия*. 1984. Т. 20, № 1. С. 70–76.
52. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В. Поляризующие лазерные зеркала. *Квантовая электроника*. 1988. Т. 15, № 5. С. 972–974.
53. Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В., Проценко С. Г. Диэлектрическое лазерное зеркало с фазовой анизотропией. *Квантовая электроника*. 1994. Т. 21, № 9. С. 869–872.
54. Ahmed M. A., et al. Polarizing grating coupler for high Q laser cavities. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2003. Vol. 39, No. 4. P. 614–619.

55. Галушкин М. Г., и др. Поляризационные свойства излучения мощных технологических многотрубчатых CO₂-лазеров. *Квантовая электроника*. 2003. Т. 33, № 12. С. 1072–1076.
56. Tröbs M., Balmer J. E., Graf T. Efficient polarised output from a unidirectional multi-rod Nd:YVO₄ ring resonator. *Optics Communications*. 2000. Vol. 182, No. 4. P. 437–442.
57. Aurand B., Kuschel S., Rodel C. Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror. *Optics Express*. 2011. Vol. 19, No. 18. P. 17151–17157.
58. Niziev V. G., Nesterov A. V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. *Journal of Applied Physics D*. 1999. Vol. 32, No. 13. P. 1455–1461.
59. Marhic M. E., Garmire E. Low-order TE₀₁ operation of a CO₂ laser for transmission through circular metallic waveguides. *Applied Physics Letters*. 1981. Vol. 38, No. 10. P. 743–745.
60. Power H. O. Gehringer E. Flexible hollow waveguides for CO₂-laser radiation. *Laser Material Processing ICALEO*. Orlando, Florida, 1992. P. 21–29.
61. Yang B. et al. Generation of anomalous vector Bessel beams with varying polarization order along the propagation direction. *Optik*. 2021. Vol. 232, Art. 166578.
62. Cai Y. et al. Generation of cylindrical vector beams in a mode-locked fiber laser using a mode-selective coupler. *Chinese Optics Letters*. 2018. Vol. 16, No. 1. Art. 010602 (5).
63. Zhou Y. et al. Actively mode-locked all fiber laser with cylindrical vector beam output. *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, No. 3. P. 548–550.
64. Wan H. et al. High efficiency mode-locked, cylindrical vector beam fiber laser based on a mode selective coupler. *Optics Express*. 2017. Vol. 25, No. 10. P. 11444–11451.
65. Zou L., Yao Y., Li J. High-power, efficient and azimuthally polarized ytterbium-doped fiber laser. *Optics Express*. 2015. Vol. 40, No. 2. P. 229–232.
66. Bin H. et al. Wavelength-locked vectorial fiber laser manipulated by Pancharatnam-Berry phase. *Optics Express*. 2017. Vol. 25, No. 1. P. 30–38.

67. Li. B. et al. 1.5 kW radially polarized beam irradiated from a FAF CO₂ laser based on an intracavity triple-axicon retroreflector and quarter wave phase retarders. *Applied Optics*. 2017. Vol. 56, No. 12. P. 3383–3385.
68. Naidoo D. et al. Radially polarized cylindrical vector beams from a monolithic microchip laser. *Optical Engineering*. 2015. Vol. 54, No. 11. Art. 11304(6).
69. Tidwell S. C., Ford D. H., Kimura W. D. Generating radially polarized beams interferometrically. *Applied Optics*. 1990. Vol. 29, No. 15. P. 2234–2239.
70. Tidwell S. C., Ford D. H., Kimura W. D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer. *Applied Optics*. 1993. Vol. 32, No. 27. P. 5222–5229.
71. Rafael A. B., Neves A., Gesualdi M. Generation and characterization of an array of Airy-vortex beams. *Optics Communications*. 2020. Vol. 458, Art. 124846.
72. Карпеев С. В., Хонина С. Н., Королева С. П. Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием доэ. *Компьютерная оптика*. 2009. Т. 33, № 3. С. 261–267.
73. Khonina S. N., Karpeev S. V. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams. *Applied Optics*. 2010. Vol. 49, No 10. P. 1734–1738.
74. Xia J., Hu M., Zhang P. Generation of cylindrical vector vortex beams based on common-path vector optical generators. *Fourth International Conference on Photonics and Optical Engineering*, 2021. X'an, China, Art. 2586807
75. Dang B. et al. Generation of pure Laguerre-Gaussian vector beams on the higher-order Poincaré sphere by hollow Gaussian beams through dielectric metasurfaces. *Optics Communications*. 2019. Vol. 439, P. 27–33.
76. Liu J. et al. Generation of arbitrary cylindrical vector vortex beams with cross-polarized modulation. *Results in Physics*. 2020. Vol. 19, Art. 103455.
77. Feng L. et al. All-fiber generation of arbitrary cylindrical vector beams on the first-order Poincare sphere. *Photonics Research*. 2020. Vol. 8, No. 8. P. 1268–1277.

78. Liu S. et al. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude. *Photonics Research*. 2020. Vol. 6, No. 4. P. 228–233.
79. Wang Z., Li Q., Yan F. Theoretical study on generation of radially polarized beam from linearly. *Optics and Laser Technology*. 2021. Vol. 136, Art. 106763.
80. Xu Y. et al. Generation of terahertz vector beams using dielectric metasurfaces via spin-decoupled phase control. *Nanophotonics*. 2020. Vol. 9, No. 10. P. 3393–3402.
81. Cheng Q. et al. Achromatic terahertz Airy beam generation with dielectric metasurface. *Nanophotonics*. 2021. Vol. 10, No. 3. P. 1123–1131.
82. Liu W. et al. Realization of broadband cross-polarization conversion in transmission mode in the terahertz region using a single-layer metasurface. *Optics Letters*. 2015. Vol. 40, No. 13. P. 3185–3188.
83. Yang Y. et al. Generating terahertz perfect optical vortex beams by diffractive elements. *Optics Express*. 2020. Vol. 28, No. 2. P. 1417–1425.
84. Niu L. et al. Diffractive elements for zero-order Bessel beam generation with application in the terahertz reflection imaging. *IEEE Photonics Journal*. 2019. Vol. 11, No. 1. Art. 5900212.
85. Xie Z. et al. Generation of terahertz vector beams with a concentric ring metal grating and photo-generated carriers. *Optics Letters*. 2015. Vol. 40, No. 13. P. 359–362.
86. Imai R. et al. Terahertz vector beam generation using segmented nonlinear optical crystals with threefold rotational symmetry. *Optics Express*. 2012. Vol. 20, No. 20. P. 21896–21904.
87. Xie Z. et al. Generation of terahertz vector beams with a concentric ring metal grating and photo-generated carriers. *Optics Letters*. 2015. Vol. 40, No. 3. P. 359–362.
88. Hernandez-Serrano A. I., Castro-Camus E., Lopez-Mago D. q-plate for the generation of terahertz cylindrical vector beams fabricated by 3D printing.

- Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves volume.* 2017. Vol. 38, P. 938–944.
89. Dhaybi A. A. et al. Terahertz vortex beam generation by infrared vector beam rectification. *Journal of the Optical Society of America B.* 2019. Vol. 36, No. 1. P. 12–18.
 90. Chang G. et al. Generation of radially polarized terahertz pulses via velocity-mismatched optical rectification. *Optics Letters.* 2007. Vol. 32, No. 4. P. 433–435.
 91. Winnerl S. et al. Terahertz Bessel-Gauss beams of radial and azimuthal polarization from microstructured photoconductive antennas. *Optics Express.* 2009. Vol. 17, No. 3. P. 1571–1576.
 92. Javan S., Erdi R. Theoretical study of the generation of terahertz radiation by the interaction of two laser beams with graphite nanoparticles. *Journal of Applied Physics.* 2017. Vol. 122, Art. 223103(7).
 93. Wakayama T. et al. Demonstration of a terahertz pure vector beam by tailoring geometric phase. *Scientific Reports volume.* 2018. Vol. 8, Art. 8690(10).
 94. Lin Q. et al. Generation of terahertz vortex pulses without any need of manipulation in the terahertz region. *Optics Letters.* 2019. Vol. 44, No. 4. P. 887–890.
 95. Saito K., Tanabe T., Oyama Y. Concept of annular vector beam generation at terahertz wavelengths via a nonlinear parametric process. *Applied Optics.* 2015. Vol. 54, No. 10. P. 2769–2775.
 96. Wang X. et al. Longitudinal field characterization of converging terahertz vortices with linear and circular polarizations. *Optics Express.* 2016. Vol. 24, No. 7. P. 78-90.
 97. Sun L. Generalized vector diffraction model for tight focusing of light with arbitrary polarization state. *Optic.* 2020. Vol. 201, Art. 163528(12).
 98. Stafeev S. S. et al. Tight focusing cylindrical vector beams with fractional order. *Journal of the Optical Society of America B.* 2021. Vol. 38, No. 4. P. 1090–1096.

99. Котляр В. В. и др. Вихревой поток энергии в остром фокусе безвихревого поля с круговой поляризацией. *Компьютерная оптика*. 2020. Т. 44, № 1. С. 5–11.
100. Котляр В. В. и др. Сравнение величин обратного потока энергии в остром фокусе светового поля с поляризационной и фазовой сингулярностями. *Компьютерная оптика*. 2019. Т. 43, № 2. С. 174–183.
101. Стафеев С. С. и др. Обратный поток энергии вблизи оптической оси в области острого фокуса оптического вихря с круговой поляризацией. *Компьютерная оптика*. 2018. Т. 42, № 5. С. 744–750.
102. Kotlyar V. V., Kovalev A. A. Nonparaxial and paraxial focusing of azimuthal-variant vector beams. *Journal of the Optical Society of America A*. 2010. Vol. 27, No. 3. P. 372–380.
103. Gu B., Cui Y. Nonparaxial propagation of a Gaussian optical vortex with initial radial polarization. *Optics Express*. 2018. Vol. 20, No. 16. P. 17684–17694.
104. Li Y. et al. Analytical formulae of tightly focused Laguerre–Gaussian vector fields. *Journal of Optics*. 2014. Vol. 16, No. 19. Art. 105702(8).
105. Котляр В. В., Налимов А. Г. Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металинзы. *Компьютерная оптика*. 2017. Т. 41, № 5. С. 645–654.
106. Stafeev S. S., Nalimov A. G, Kotlyar V. V. Strong negative longitudinal component of the Poynting vector in a tightly focused cylindrical vector beam. *METANANO 2019*, 15-19 July 2019, St. Petersburg, Russian. Art. 012169
107. Moradi H. et al. Efficient optical trapping with cylindrical vector beams. *Optics Express*. 2019. Vol. 27, No. 5. P. 7266–7276.
108. Lan J., Li B. Focusing hollow Gaussian beam with variation of radial polarization. *Optic*. 2020. Vol. 207, Art. 163774(16).
109. Liu S. Tightly autofocusing beams: an effective enhancement of longitudinally polarized fields. *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, No. 2. P. 575–578.
110. Stafeev S. S. et al. Tight focusing of a cylindrical vector beam by a hyperbolic secant gradient index lens. *Optics Letters*. 2020. Vol. 45, No. 7. P. 1687–1690.

111. Kallioniemi L., Tailoring the longitudinal electric fields of high-order laser beams and their direct verification in three dimensions. *Optics Communication*. 2020. Vol. 459, Art. 124894(14).
112. Стафеев С. С., Козлова Е. С., Налимо А. Г. Фокусировка цилиндрического векторного пучка второго порядка градиентной линзой Микаэляна. *Компьютерная оптика*. 2029. Т. 44, № 1. С. 29–33.
113. Jin X. et al. Representation and focusing properties of higher-order radially polarized Laguerre–Gaussian beams. *Journal of Modern Optics*. 2015. Vol. 62, No. 6. P. 626–632.
114. Khonina S. N., Alferov S. V., Karpeev S.V. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Optics Letters*. 2013. Vol. 38, No. 17. P. 3223–3226.
115. Кулипанов Г. Н. и др. Экспериментальные исследования взаимодействия терагерцового излучения новосибирского лазера на свободных электронах с водным аэрозолем. *Оптика атмосферы и океана*. 2014. Т. 27. № 12. С. 1070–1073.
116. Neelakanta P., Sharma B. Conceiving THz endometrial ablation: feasibility, requirements and technical challenges. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2013. Vol. 3, P. 402–408.
117. Карпеев С. В., Хонина С. Н., Алфёров С. В. Исследование острой фокусировки поляризационно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка методами ближнепольной микроскопии. *Компьютерная оптика*. 2012. Т. 36, № 4. С. 506–509.
118. Yang M. et al. Subdiffraction focusing of total electric fields of terahertz wave. *Optics Communications*. 2020. Vol. 458, Art. 124764
119. Chen H. et al. Sub-wavelength tight-focusing of terahertz waves by polarization-independent high-numerical-aperture dielectric metalens. *Optics Express*. 2018. Vol. 26, No. 23. P. 29817–29825.
120. Jiang X. et al. All-dielectric metalens for terahertz wave imaging. *Optics Express*. 2018. Vol. 26, No. 11. P. 14132–14142.

121. Indrasiunas S. et al. Laser-processed diffractive lenses for the frequency range of 4.7 THz. *Optics Letters*. 2019. Vol. 44, No. 5. P. 1210–1213.
122. Комленок М. С. и др. Создание линзы Френеля терагерцевого диапазона с многоуровневым микрорельефом методом фемтосекундной лазерной абляции. *Квантовая электроника*. 2015. Т. 45, № 23. С. 933–936.
123. Ding P. et al. Graphene aperture-based metalens for dynamic focusing of terahertz waves. *Optics Express*. 2018. Vol. 26, No. 21. P. 28038–28048.
124. Rachon M. et al. Enhanced sub-wavelength focusing by double-sided lens with phase correction in THz range. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2020. Vol. 41, P. 685–696.
125. Jahn D. et al. 3D printed terahertz focusing grating couplers. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2017. Vol. 38, P. 708–716.
126. Kaltenecker K. et al. Gouy phase shift of a tightly focused, radially polarized beam. *Optica*. 2016. Vol. 3, No. 1. P. 35–41.
127. Winnerl S. et al. Universal phase relation between longitudinal and transverse fields observed in focused terahertz beams. *New Journal of Physics*. 2012. Vol 14, No. 49. P. 2-12.
128. Minami Y. et al. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser. *Applied Physics Letters*. 2013. Vol. 102, No. 15. Art. 151106 (3).
129. Waselikowski S. et al. Optimal plasmonic focusing on a metal disc under radially polarized terahertz illumination. *New Journal of Physics*. 2013. Vol. 15, No. 7. P. 1–13.
130. Wang X., Wang S., Zhang Y. Vector characterization of a focused terahertz beam. *40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves*, 23-28 August, China, Hong Kong, 2015. P. 72–73.
131. Агафонов А. Н. и др. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцевого диапазона в заданные двумерные области. *Компьютерная оптика*. 2013. № 4. С. 464–470.

132. Jia T., et al. Incidence angle effects on the fabrication of microstructures using six-beam laser interference lithography. *Micro-Nano Optics and Its Applications*. 2021. Vol. 11, No. 1. RT. 62.
133. Kryuchyn A. A., Petrov V. V., Ostyukeyvych S. O. High density optical recording in thin chalcogenide films. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. 2011. Vol. 13, No. 11. P. 1487–1492.
134. Schnitzler L. et al. Confocal laser scanning holographic microscopy of buried structures. *Applied Optics*. 2021. Vol. 60, No. 4. P. 8–14.
135. Baklund M. P. et al. Removing orientation-induced localization biases in single-molecule microscopy using a broadband metasurface mask. *Nature Photonics*. 2016. Vol. 10, P. 459–462.
136. Drevinskas R. et al. Laser material processing with tightly focused cylindrical vector beams. *Applied Physics Letters*. 2016. Vol. 108, Art. 221107.
137. D'Ambrosio V. et al. Complete experimental toolbox for alignment-free quantum communication. *Nature Communications*. 2012. Vol. 3, Art. 961.
138. Nanni E. A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration. *Nature Communications*. 2015. Vol. 6, Art. 8486.
139. Liu L. et al. Generation of an ultra-long optical needle induced by an azimuthally polarized beam. *EEE Photonics Journal*. 2021. Vol. 14, No. 1. Art. 012022(12).
140. Man Z., Dou X., Fu S. Pancharatnam-Berry phase shaping for control of the transverse enhancement of focusing. *Optics Letters*. 2019. Vol. 44, No. 2. P. 427–430.
141. Стафеев С. С. и др. Бинарные дифракционные решётки для управления поляризацией и фокусировкой лазерного света. *Компьютерная оптика*. 2017. Т. 41, № 3. С. 299–314.
142. Tian B., Pu J. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam. *Optics Letters*. 2014. Vol. 36, No. 11. P. 2014–216.
143. Banerji S., et al. Extreme-depth-of-focus imaging with a flat lens. *Optica*. 2020. Vol. 7, No. 3. P. 214–217.

144. Mosk A. P. et al. Three-level filter for increased depth of focus and Bessel beam generation. *Nature Photonics*. 2012. Vol. 6, P. 283–292.
145. Nersisyan S. R., Tabiryan, Steeves N. V., Kimball B. R. The principles of laser beam control with polarization gratings introduced as diffractive waveplates. *SPIE Photonic Devices + Applications*, 2010, San Diego, California, United States, Art. 862463.
146. Agafonova A. N. et al. Optical elements for focusing of terahertz laser radiation in a given two dimensional domain. *Optical Memory and Neural Networks*. 2014. Vol. 23, No. 3. P. 185–190.
147. Agafonova A. N. et al. Focusing of Novosibirsk free electron laser radiation into paraxial segment. *Journal of Modern Optics*. 2015. Vol. 63, No. 11. P. 1051–1054.
148. Агафонов А. Н. и др. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцового диапазона в заданные двумерные области. *Компьютерная оптика*. 2013. № 4. С. 464–470.
149. Ruan D. et al. Realizing a terahertz far-field sub-diffraction optical needle with sub-wavelength concentric ring structure array. *Applied Optics*. 2018. Vol. 57, No. 27. P. 7905–7909.
150. Zang X. et al. Polarization-controlled terahertz super-focusing. *Applied Physics Letters*. 2018. Vol. 113, No. 7. Art. 071102(4).
151. Yao B. et al. Dual-layered metasurfaces for asymmetric focusing. *Photonics Research*. 2018. Vol. 8, No. 6. P. 830–842.
152. Ullah N. et al. Gate-controlled terahertz focusing based on graphene-loaded metasurface. *Optics Express*. 2020. Vol. 28, No. 3. P. 2789–2798.
153. Ищенко Е. Ф., Соколов Е. Ф. Поляризационная оптика: уч. пособ. Москва: Изд-во МЭИ, 2005. 336 с.
154. Qiven Zh. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Advances in optics and photonics*. 2009. Vol. 1, No. 1. P. 1–57.
155. Низъев В. Г., Якунин В. Л., Туркин Н. Г. Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO₂-лазере. *Квантовая электроника*. 2009.

- T. 39, № 6. C. 505–514.
156. Tobin M. Review of optically pumped NMMW lasers. *Proceedings of the IEEE*. 1985. Vol. 73, No. 1. P. 61–80.
 157. Marcatily E. A. J., Schmeltzer R. A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *The Bell System Technical Journal*. 1964. Vol. 43, No. 4. P. 1783–1809
 158. Xie Z. et al. Generation of terahertz vector beams with a concentric ring metal grating and photo-generated carriers. *Optics Letters*. 2015. V. 40, No. 3. P. 359–362.
 159. Henningsen J., Hammerich M., Olafsson A. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers. *Appl. Phys. B*. 1990. Vol. 51, No. 4. P. 272–284
 160. Taflove A., Hagness S. C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House, Inc. 2000 (2nd Edition). 852 p.
 161. Wenhua Y. et al. Parallel Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House, Inc. 2006. 262 p.
 162. Legenkiy M., Butrym A. Pulse signals in open circular dielectric waveguide. *Progress In Electromagnetics Research Letters*. 2011. Vol., 22. P. 9–17.
 163. Legenkiy M. N. BoR-FDTD for axially symmetrical diffraction grating calculation, Proc. of 8th Intl. Conf. on *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)* (September 05–11, 2016, Odessa). Odessa, 2016. P.120–123.
 164. Legenkiy M. Analysis of axially symmetric diffraction grating. Proc. of XI *Intl. Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT'17)*. May 24–27 2017. Kyiv. 2017. P. 128–131.
 165. Legenkiy M. Axially symmetric diffraction grating on substrate in dielectric waveguide. *Proceedings of the 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)*. July 2–5 2018. Kyiv. 2018. P. 262–265.
 166. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М. : Сов. радио, 1966. 475 с.

167. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М. : Наука, 1966. 240 с.
168. Abrams R. L., Chester A. N. Resonator theory for hollow waveguide lasers. *Applied Optics*. 1974. V. 13, No. 9. P. 2117–2125.
169. Епишин В. А. Открытые резонаторы с отверстиями в отражателях. Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 6. С. 1263–1271.
170. Birch J. R. et al. The Optical Constants of Ordinary Glass from 0.29 to 4000 cm^{-1} . *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1975. Vol. 8, No 11. P. 1353–1368.
171. Gurin O. V. et al. Generation of transverse modes with azimuthal polarization in a terahertz band waveguide laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2014. Vol. 73, No. 20. P. 1819–1830.
172. E. D. Palik. Handbook of optical constants of solids. Academic Press, 1998. Vol. 1. 804 p.
173. Дегтярев А. В. и др. Металлические волноводные резонаторы субмиллиметровых лазеров с однородными отражателями. *Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов*. 1994. С. 105–111.
174. Сенюта В. С. Формирование мод с пространственно-неоднородной поляризацией в волноводных резонаторах терагерцевого диапазона: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Харьковский нац. универ. им. В. Н. Каразина. Харьков, 2015. 95 с.
175. 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. Art. 11.
176. Kozawa Y., Sato S. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *JOSA A*. 2007. Vol. 24, No. 6. P. 1793–1798.
177. Sundaram C. M. et al. Tight focusing properties of phase modulated transversely polarized sinh Gaussian beam. *Optical and Quantum Electronics*. 2018. Vol. 49, No. 1. Art. 11.

178. Luneburg R. K. Mathematical theory of optics. California: University of California Press, 1966. 448 p.
179. Goodman J. W. Introduction to Fourier optics. McGraw-Hill series in electrical and computer engineering, 1996. 457 p.
180. Greivenkamp J. E. Geometrical optics. Arizona: University of Arizona. 203. 128 p.
181. В. С. Иванов и др. Основы оптической радиометрии. Физматлит: под ред. А. Ф. Котюка, 2003, 544 с.
182. Справочник по волноводам: пер. с англ. под ред. Я.Н. Фельда. М. : Сов. Радио, 1952. 432 с

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Дегтярев А. В., Дубинин Н. Н., Маслов В. А. Фокусировка мод металлического резонатора терагерцового лазера. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2017. № 26. С. 48–53.

URL: <https://periodicals.karazin.ua/radiophysics/article/view/10176>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

2. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Ryabykh V. N., Senyuta V. S., Topkov A. N. Generation of terahertz vector beam in the dielectric waveguide gas-discharge laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017.Vol. 76, No. 17. P. 1567–1579. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85049162428&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та аналіз результатів, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

3. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Selective properties of azimuthal-symmetric diffraction mirrors of terahertz laser. *Telecommunications and*

Radio Engineering. 2018. Vol. 77, No. 20. P. 1845–1854. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85057860317&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та аналіз результатів, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

4. Vlasenko S. A., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A. Spatial and power characteristics of focused modes of the metal cavity of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019. Vol. 78, No. 5. P. 373–383. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85065465806&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків з використанням векторної теорії Релея-Зоммерфельда, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

5. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Focusing of modes with an inhomogeneous spatial polarization of the dielectric resonator of a terahertz laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2020. Vol. 79, No. 2. P. 105–116. (SCOPUS). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85082757677&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків з використанням векторної теорії Релея-Зоммерфельда, участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

6. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin N. N.**, Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electronics*. 2021. Vol. 51, No. 4. P. 338–342. (SCOPUS, Web of Science). URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85104254839&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).

7. Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Gurin O. V., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N., Senyuta V. S. Control of tightly focused laser beams in the THz range. *Microwave and Optical Technology Letters*. 2021. Vol. 63, No. 11, P. 2888-2892. (SCOPUS, Web of Science).

URL: <https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85108411997&origin=resultslist>

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими лазерними пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення статті).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

8. Гурин О. В., Дегтярев А. В., **Дубинин Н. Н.**, Маслов В. А., Рябых В. Н. Особенности фокусировки мод металлического резонатора терагерцового лазера. *Функциональная база нанoeлектроники : материалы IX международн. науч. конф., 18–23 сент. 2017 р., Одесса, 2017. С. 203–206.*

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

9. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin 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. *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory : Proceedings 17th Int. Conf., 2-5 July 2018, Kiev, 2018. P. 226–229.*

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

10. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N. Spatial structure of focused modes with nonuniform spatial polarization of metallic resonator of a terahertz laser. *Electrical and Computer Engineering : Proceedings 2nd Ukr. Conf.*, 2–6 July 2019, Lviv, 2018. P. 704–708.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, проведення розрахунків, обробка даних, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

11. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Muntean K. I., Ryabyh V. N. Focusing of modes for dielectric resonator of a terahertz laser. *Advanced Optoelectronics and Lasers : Proceedings 8th Int. Conf.*, 6–8 Sep. 2019, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 255–258.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, проведення розрахунків, обробка даних, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

12. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabyh V. N. Senyuta V. S. Sharp focused modes of metallic and dielectric waveguide resonators of terahertz laser. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week : Proceedings Int. Conf.*, 21–25 Sep. 2020, Kharkiv, 2019. P. 684–687.

(Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення доповіді).

13. **Dubin M. M.**, Maslov V. A., Changing the parameters of the focusing depth of laser beams in the THz range. *Young Professionals in Physics and Technology : Proceedings Int. Conf.*, 26–30 Apr. 2020, Kharkiv, 2021. P. 41

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

14. Gurin O. V., Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Maslov V. A.,

Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Control of focused laser beams with different spatial polarization. *Photonics North* : Proceedings Int. Conf., May 31 to June 2 2021, Quebec, Canada, 2021. Art. 9597915.

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

15. Degtyarev A., **Dubin M.**, Gurin O., Maslov V., Muntean K., Ryabykh V., Senyuta V. Changing the parameters of tightly focused THz laser beams. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves* : Proceedings 46th Int. Conf., 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9567397.

(Особистий внесок здобувача: запропонував метод управління сфокусованими пучками, участь в експерименті, виготовлення елементів управління, проведення розрахунків, обробка результатів розрахунків та експериментів, оформлення доповіді).

16. Degtyarev A. V., **Dubin M. M.**, Gurin O. V., Legenkiy M. N., Maslov V. A., Muntean K. I., Ryabykh V. N., Senyuta V. S. Diffraction properties of electromagnetic waves on periodic and aperiodic gratings in hollow dielectric waveguides. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves* : Proceedings 46th Int. Conf., 29 Aug. – 3 Sept. 2021, Chengdu, China, 2021. Art. 9566946.

(Особистий внесок здобувача: участь в проведенні експерименту, обговорення та порівняння результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті).