

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки  
та комп'ютерних систем  
Кафедра квантової радіофізики

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

**Завідувач кафедри**

**Вячеслав МАСЛОВ**

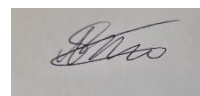
підпис ініціали, прізвище

“ ” \_\_\_\_\_ грудня 2024 року

## **Кваліфікаційна робота магістра**

на тему: **КОНТРОЛЬ НАД ПОМІРНО ТА ГОСТРО СФОКУСОВАНИМИ  
ТЕРАГЕРЦЕВИМИ ЛАЗЕРНИМИ ПУЧКАМИ**

Виконав: студент II курсу  
магістратури, групи РР-62  
спеціальності 105 Прикладна фізика та  
наноматеріали, освітньо-професійна  
програма «Радіофізика і електроніка»



**Павло ПОПОВ**

Керівник, доктор філософії



**Микола ДУБІНІН**

2024 рік

## ЗМІСТ

|                                                 |    |
|-------------------------------------------------|----|
| Анотація .....                                  | 3  |
| Abstract .....                                  | 4  |
| ВСТУП .....                                     | 5  |
| 1. Аналітичний огляд літератури.....            | 8  |
| 2. Теоретична модель і методика розрахунку..... | 19 |
| 3. Результати розрахунків та їх аналіз.....     | 23 |
| 4. Висновки .....                               | 25 |
| Список використаних джерел .....                | 40 |

## Анотація

Попов П.В. Контроль над помірно та гостро сфокусованими терагерцевими лазерними пучками. Дипломна робота магістра. Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 2024, 41 с., 32 рис., 14 джерел.

У дипломній роботі теоретично досліджено можливість контролю над помірно та гостро сфокусованими лазерними променями, які були збуджені резонаторною модою  $TM_{01}$  ТГц-лазера. Досліджуване випромінювання має довжину хвилі 0,4326 мм, що відповідає лінії генерації ТГц-лазера з оптичною накачкою на молекулі  $HCOOH$ . Фокусування забезпечується лінзами з центральною частиною, яка була закрита поглинаючими масками. Параметри фокусної області контролювались шляхом зміни розміру масок. Для розрахунку компонент електричного поля лазерних мод використовувались інтегральні перетворення Релея-Зоммерфельда в умовах непараксіального наближення.

Результати дипломної роботи можуть бути використанні в таких застосуваннях як отримання ТГц-зображень великих об'єктів, лазерна абляція чи оптичний розряд, зазвичай потрібно фокусування з високою глибиною фокуса.

Ключові слова: терагерцове випромінювання, фокусування, поглинаюча маска, мода, радіальна поляризація, діелектричний резонатор.

## Abstract

Popov P.V. Control of Moderately and Sharply Focused Terahertz Laser Beams. Thesis. V. N. Karazin Kharkiv National University, 2024, 41 pages, 32 figures, 14 references.

In this work, the theoretical investigation of the possibility of controlling moderately and sharply focused laser beams excited by the  $TM_{01}$  resonant mode of a THz laser has been carried out. The studied radiation has a wavelength of 0.4326 mm, corresponding to the generation line of a THz laser with optical pumping on the HCOOH molecule. Focusing is provided by lenses with a central part covered by absorbing masks. The parameters of the focal area were controlled by changing the size of the masks. To calculate the components of the electric field of the laser modes, Rayleigh-Sommerfeld integral transformations were used under non-paraxial approximation conditions.

The results of the thesis can be applied in areas such as obtaining THz images of large objects, laser ablation, or optical discharge, where high-depth focusing is typically required.

Keywords: terahertz radiation, focusing, absorbing mask, mode, radial polarization, dielectric resonator.

## ВСТУП

Справедливо буде сказати, що інтерес до ТГц-діапазону до цього часу був більше схильний до науково-дослідницьких цілей, ніж до практичних, особливо в порівнянні з сусідніми спектрами, які активно досліджуються електронікою та оптикою для багатьох корисних практичних застосувань. Проте існують обмежені, але важливі галузі застосування, які вже давно покладаються на ТГц-спектр. Також з'являються практичні ТГц-застосування, які, як очікується, будуть більш тісно пов'язані з нашим повсякденним життям.

Сучасні дослідження та технології відкривають значні можливості для використання ТГц-діапазону в різних сферах, таких як спектроскопія, візуалізація, бездротовий зв'язок і радарні системи. Розглянемо детальніше ці напрямки та їхні перспективи. Спектроскопія використовує взаємодію електромагнітних хвиль із матеріалом для отримання фізичної та хімічної інформації. ТГц-спектр, зокрема, важливий для аналізу молекул газу завдяки енергіям переходів у коливальних і обертальних модах молекул. Сучасні методи, такі як спектроскопія в часовій області, значно розширили можливості досліджень у цій галузі. ТГц-візуалізація використовує унікальні властивості ТГц-хвиль для створення зображень із високою роздільною здатністю. Високе поглинання ТГц-хвиль водою забезпечує чіткі контрасти в матеріалах з великим вмістом води, а прозорість для певних оптично непрозорих матеріалів робить цей метод ефективним у безпеці та медицині. Для покращення швидкості передачі даних ТГц-діапазон є перспективним кандидатом через широку смугу пропускання. Незважаючи на технологічні виклики, такі як

послаблення сигналу та втрати у вільному просторі, ТГц-хвилі можуть забезпечити значне підвищення швидкості зв'язку. ТГц-радар забезпечує високу роздільну здатність завдяки коротшій довжині хвилі, що особливо корисно для радарів, які формують зображення. Ця технологія, хоча й перебуває на стадії розвитку, має потенціал для широкого використання в комерційних та військових системах.

З розвитком потужних джерел терагерцового випромінювання, таких як лазери на вільних електронах, з'являється потреба в модернізації елементів, які забезпечують контроль над лазерними пучками в цьому діапазоні. Фокусуючі пристрої відіграють ключову роль у застосуванні ТГц-випромінювання. Високоточне фокусування лазерного випромінювання (наприклад, за допомогою лінз з великими числовими апертурами) використовується для формування оптичних голок, тунелів світла і послідовних фокусів. Проте особливості дифракції ТГц-випромінювання вимагають окремого підходу, адже вони істотно відрізняються від властивостей випромінювання в оптичному спектрі. Чимало наукових досліджень присвячено розробці лінз і дифракційних решіток для роботи в терагерцовому діапазоні. Однак для оптимального використання когерентного ТГц-випромінювання необхідні елементи з розширеними функціями. Наприклад, у деяких випадках потрібно фокусувати пучок у дво- або тривимірні області, в інших – контролювати його поперечний модовий склад і поляризаційні властивості. Для завдань, таких як отримання ТГц-зображень великих об'єктів, лазерна абляція чи оптичний розряд, зазвичай потрібно фокусування з високою глибиною фокуса.

Метою дипломної є теоретичні дослідження можливості контролю над помірно та гостро сфокусованими лазерними променями, які були збуджені резонаторною модою  $TM_{01}$  ТГц-лазера.

# 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

У роботі [1] експериментально демонструють планарну лінзу для субдифракційного фокусування в далекому полі, що складається з масиву концентричних кілець субхвильової структури для довжини хвилі  $118,8 \text{ мкм}$  з фокусною відстанню  $420\lambda$  і радіусом  $160\lambda$ . Використовуючи процес травлення кремнію, була виготовлена лінза для субдифракційного фокусування. Експериментальні результати показують (Рис. 1.1.), що планарна лінза може створювати субдифракційну голку довжиною  $19,7\lambda$  у фокальній області вздовж оптичної осі. Крім того, найменша фокусна пляма, з поперечним розміром  $1,212\lambda$ , є меншою за дифракційну межу в  $1,476\lambda$ . Запропонована планарна лінза для субдифракційної оптичної голки може замінити свої аналогії та має великий потенціал для використання в системах томографії та ТГц-сканування.

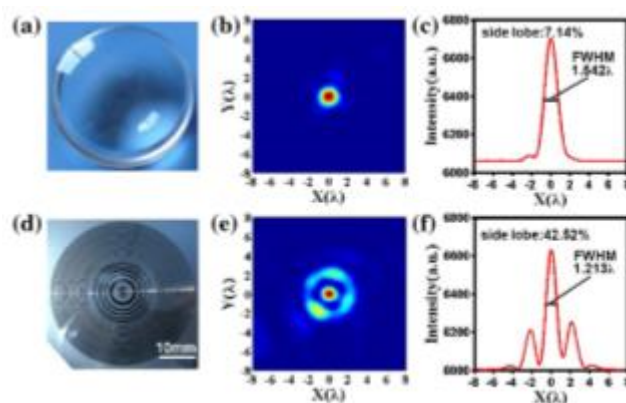


Рис. 1.1. Порівняльні експериментальні результати: (a)–(c) для традиційної лінзи і (d)–(f) для виготовленої планарної ТГц лінзи.



Розраховані результати, тобто яскраву центральну частку оточували бічні частки з затухаючою інтенсивністю. Оскільки падаюче ТГц-випромінювання було лінійно поляризованим, навколо центральної частки були нерівномірні бічні частки; середнє відношення інтенсивності бічних часток та FWHM гарячих точок у кожній позиції показані на рисунках.

У роботі [2] розкривається роль формування лазерних імпульсів для керування піками терагерцового випромінювання, їх розділенням, а також інтенсивністю. Було розроблено математичну модель для отримання амплітуди, частоти та потужності випромінюваного терагерцового випромінювання для лазерів, форма яких налаштована на основі індексу та параметра асиметрії (Рис. 1.2).

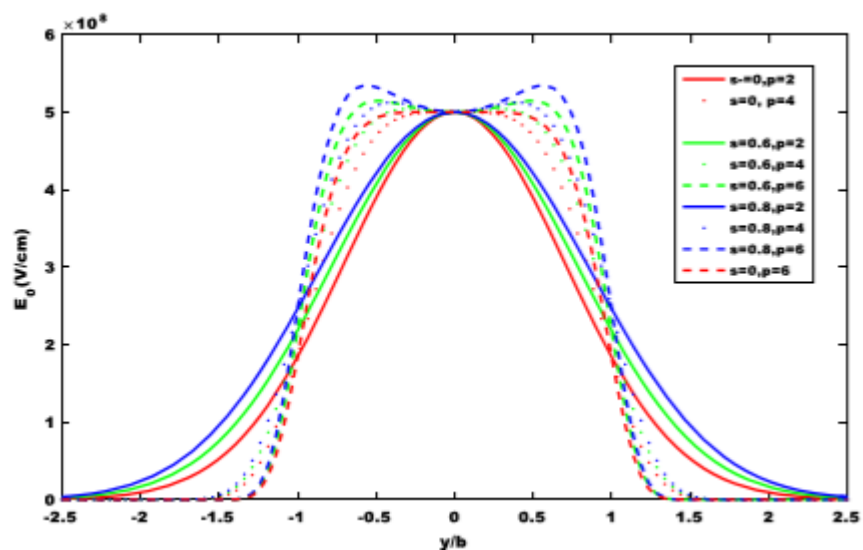


Рис. 1. 2. Профіль електричного поля падаючих лазерів для різних індексів SG та параметра асиметрії при  $E_0 = 5 \times 10^8$  В/см.

Потім результати порівнюються з випадком гауссівського лазерного імпульсу в плазмі зі зіткненнями. Процес оптимізується шляхом застосування магнітного

поля та зміни індексу лазерів для компенсації негативного впливу зіткнень на ТГц-випромінювання. Зокрема, досліджується вплив ширини лазерного променя, магнітного поля та частоти зіткнень на електричне поле терагерцового випромінювання і ефективність механізму.

У роботі [3] демонструємо новий підхід до керування терагерцовим променем, заснований на відхиленні траєкторії в лінзі Люнеберга без діелектрика. Вона перетворює точкове збудження на відхилений промінь у фундаментальному поперечному електричному режимі між паралельними провідними пластинами на основі градієнтного ефективного показника заломлення (Рис. 1.3), після чого промінь випускається у вільний простір.

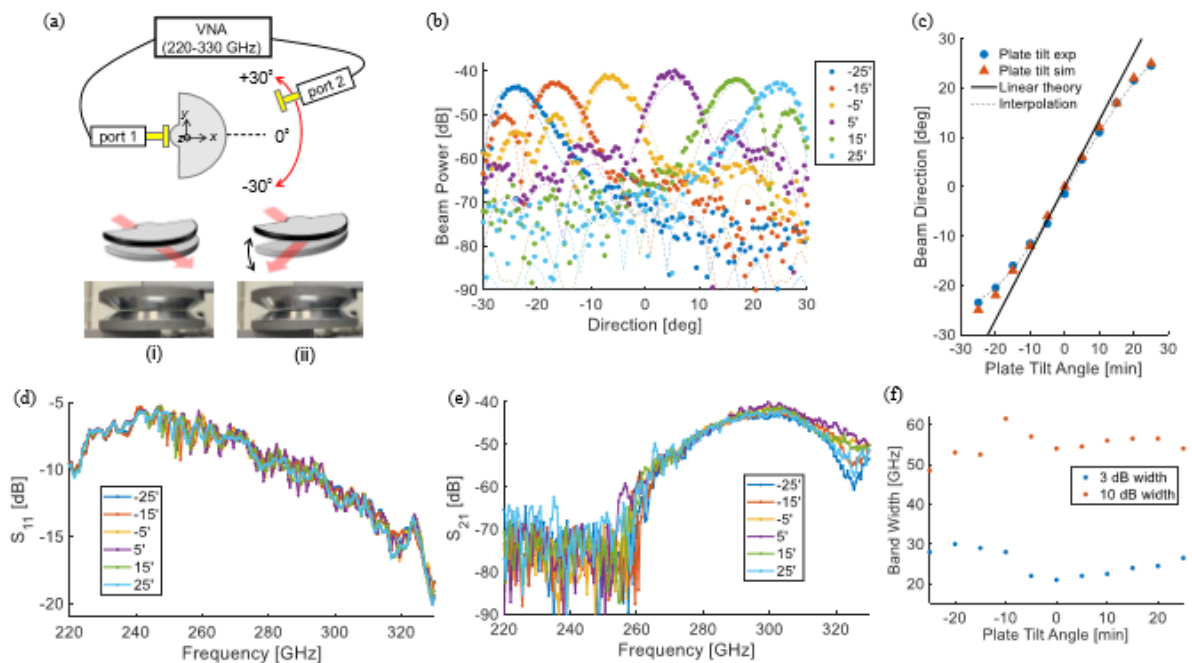


Рис. 1. 3 Схема експериментальної установки для характеристики випромінювання при нахилі нижньої пластини, тоді як порт 1 залишається нерухомим.

У роботі [4] пропонують відбивний пристрій з довгими фокусувальними характеристиками в субтерагерцовому діапазоні, використовуючи двозеркальний пристрій, в якому відносний кут механічно регулюється за допомогою переміщення одного з дзеркал. Незважаючи на простоту установки, продуктивність цього пристрою є задовільною до частоти 0,1 ТГц. Теорія і експеримент підтверджують, що бідзеркало здатне фокусувати випромінювання на частоті 0,1 ТГц (Рис 1.4) з двократним збільшенням максимальної входної інтенсивності, зберігаючи при цьому повну ширину на половині максимуму (FWHM) приблизно 6 мм, що у 12 разів перевищує глибину фокусу циліндричного оптичного елемента з тією ж фокусною відстанню.

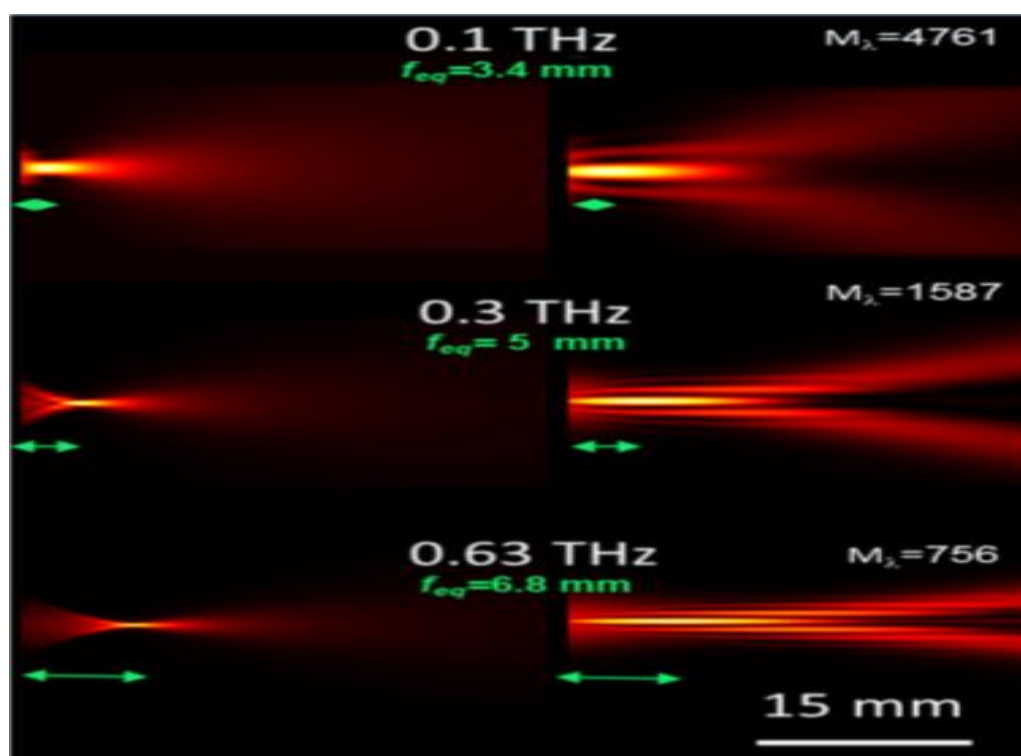


Рис. 1.4 Двовимірні (2D) графіки, що представляють моделювання експериментів з фокусування Ліва колонка: графіки сфокусованого поля, отриманого за допомогою циліндричного оптичного елемента (COE). Права колонка: фокусні розподіли, отримані за допомогою двох дзеркал з тими ж еквівалентними фокусними відстанями.

На основі спіральних масивів, поєднаних із концентричними канавками, у роботі [5] експериментально демонструють орієнтоване на застосування та кероване поляризацією терагерцове суперфокусування, випромінюючи високоефективні радіально збіжні поверхневі плазмонні поляритони у вільний простір для формування фокусної плями, що перевищує дифракційний ліміт. Повна ширина на половині максимуму фокусної плями становить  $0.38\lambda$ , і вона демонструє керовану інтенсивність (загальну інтенсивність сфокусованої плями можна налаштовувати) шляхом керування станом поляризації (Рис. 1.5) падаючих хвиль. Ця стаття прокладає шлях до застосувань у зображенні, зберіганні даних та літографії.

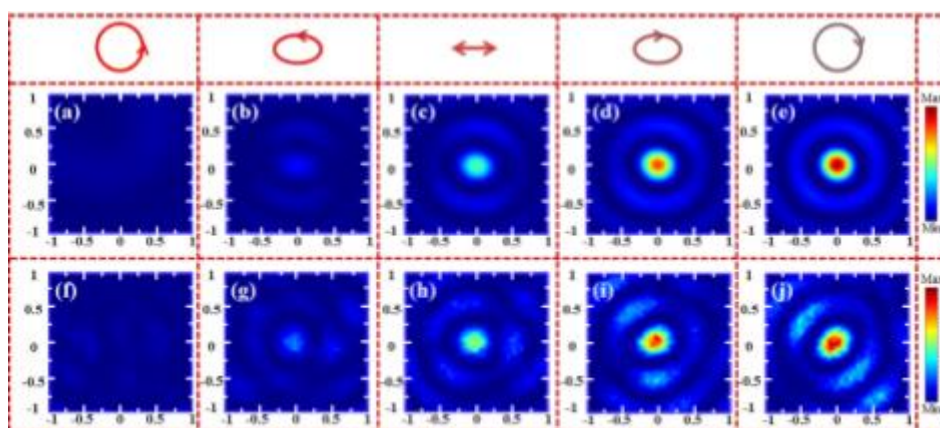


Рис. 1.5 Нормалізований розподіл при опроміненні терагерцовими хвилями з різною поляризацією. Зображення в другому ряду представляють результати моделювання, а в третьому ряду показані виміряні результати. Одиниця виміру довжини — міліметри.

У роботі [6] чисельно запропонований дизайн діелектричної метаповерхні типу відбиття, який дозволяє перемикати і ефективно управляти фронтом хвилі в терагерцовому діапазоні. Метаповерхні складаються з діелектричних структур, підвішених над металевією основою, які можуть показувати різні фазові відгуки на

різних відстанях між ними завдяки варіації резонансу Фабрі-Перо (FP). Спроековано та чисельно продемонстровано дві метаповерхні, які можуть досягати механічно перемикаєме управління променем і фокусування хвилі, відповідно, просто змінивши відстань між структурами в невеликому діапазоні  $1/3$  робочої довжини хвилі. Максимальна ефективність може досягати приблизно 89%. Запропонований метод відкриває новий шлях до ефективного і активного управління фронтом хвилі в терагерцовому діапазоні.

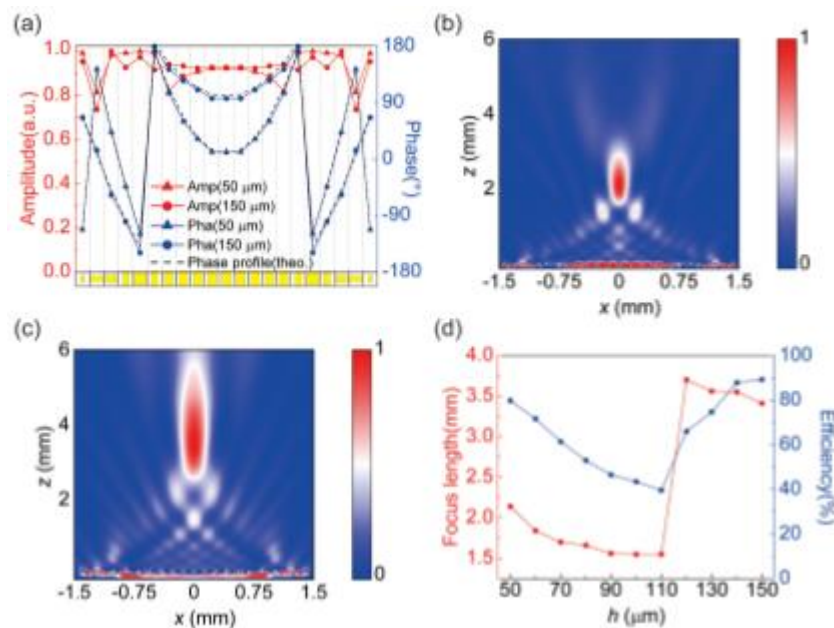


Рис. 1.6 (а) Симульовані розподіли амплітуди і фази вибраних одиничних клітин на 1,0 ТГц для перемикаємої металінзи при  $h = 50 \mu\text{м}$  і  $150 \mu\text{м}$ . Пунктирні лінії вказують теоретичні фазові профілі металінзи. Симульовані нормалізовані розподіли інтенсивності металінзи в  $x$ - $z$  площинах ( $y = 0$ ) на 1,0 ТГц при у-поляризованому нормальному падінні (b) при  $h = 50 \mu\text{м}$  і (c) при  $h = 150 \mu\text{м}$  відповідно. (d) Симульовані розподіли фокусної відстані і ефективності металінзи як функція від  $h$ , відповідно.

У роботі [7] експериментально демонструють направлений пристрій на основі метаповерхні, що складається з геометричної метаповерхні з просторово

повернутими мікрогалочками та металевими ґратками, який може одночасно контролювати фазу, поляризацію та напрямок поширення хвиль, що призводить до асиметричного фокусування в тергерцовому діапазоні. Ці двошарові метаповерхні для асиметричного фокусування можуть працювати в широкому діапазоні частот від 0,6 до 1,1 ТГц (Рис.1.7). Гнучкий та міцний підхід до проектування широкосмугового асиметричного фокусування може відкрити нові можливості для компактних пристроїв з потенційними застосуваннями в шифруванні, обробці інформації та комунікаціях.

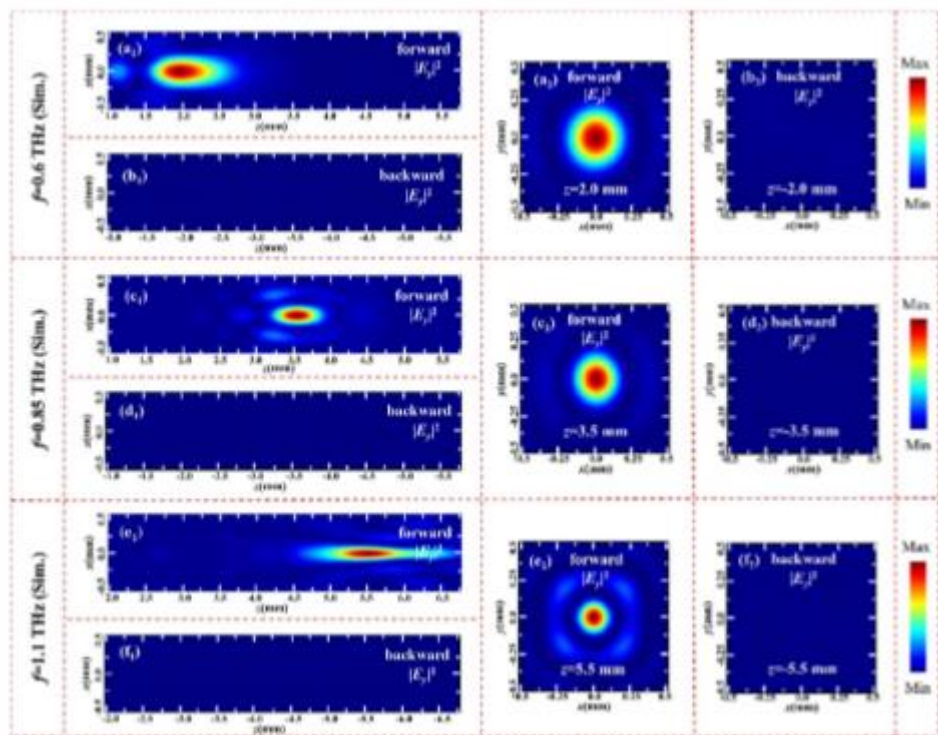


Рис. 1.7 (a1)–(f1) Чисельне моделювання розподілів електричного поля в площині  $x$ – $z$  при освітленні  $x$ -поляризованими ТГц хвилями у напрямку вперед/назад на частотах 0,6, 0,85 і 1,1 ТГц

У роботі [8] пропонується та експериментально демонструється (Рис. 1.8) лінза з електрично налаштованою фокусною відстанню, заснована на затримці фази



поширення. Для повного контролю над функціональністю спроектованої лінзи використовується тонка золота плівка, вирізана у вигляді антенної решітки з С-подібними апертурами, покрита моношаровим графеном. Застосування зміщувальної напруги до графену змінює контроль фази антенної решітки, і таким чином фокус лінійно поляризованого ТГц пучка можна гнучко налаштувати від 7,13 мм до 8,25 мм. Запропонований підхід має перспективи для різноманітних застосувань у комунікаціях, перероблювальних плоских оптиках та реальному зображенні в ТГц діапазоні.

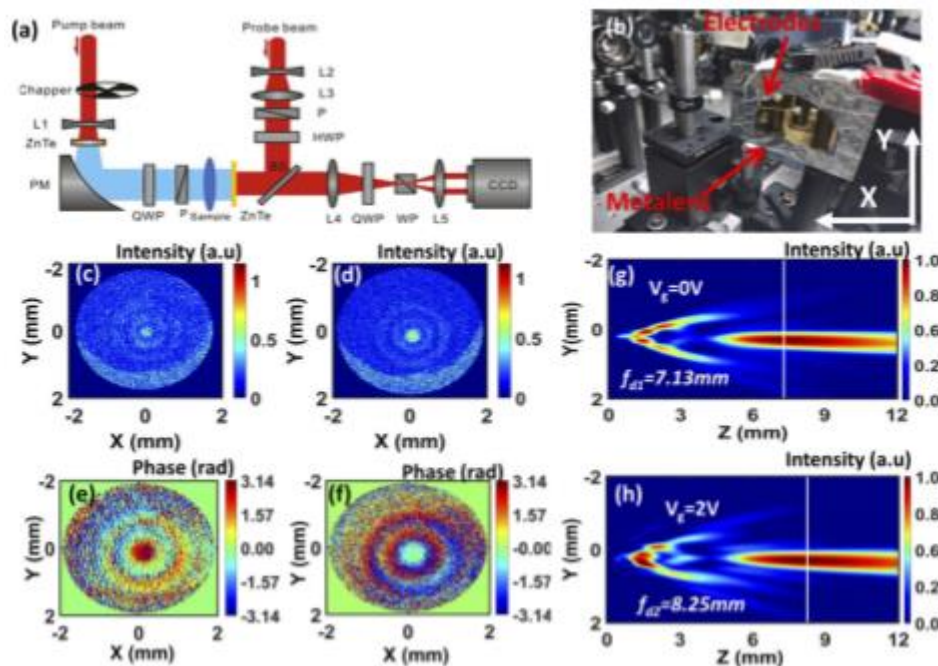


Рис. 1.8 Характеризація налаштованого ТГц лінзи. (а) Схема системи для зображення фокусної площини ТГц. (б) Фотографія експериментальної установки.

Робота [9] зосереджується на останніх досягненнях у метаповерхнях для маніпуляції фронтом хвиль ТГц (Рис. 1.9), включаючи планарні лінзи, голограми, управління довільною поляризацією, генерацію спеціальних пучків та активні метаповерхневі пристрої. Такі ультракомпактні пристрої з унікальною функціональністю роблять метаповерхневі пристрої дуже привабливими для застосувань, таких як зображення, шифрування, модуляція інформації та ТГц комунікації. Цей звіт має підкреслити деякі нові підходи до проектування ультракомпактних ТГц пристроїв та розширити застосування метаповерхонь у науці про ТГц.

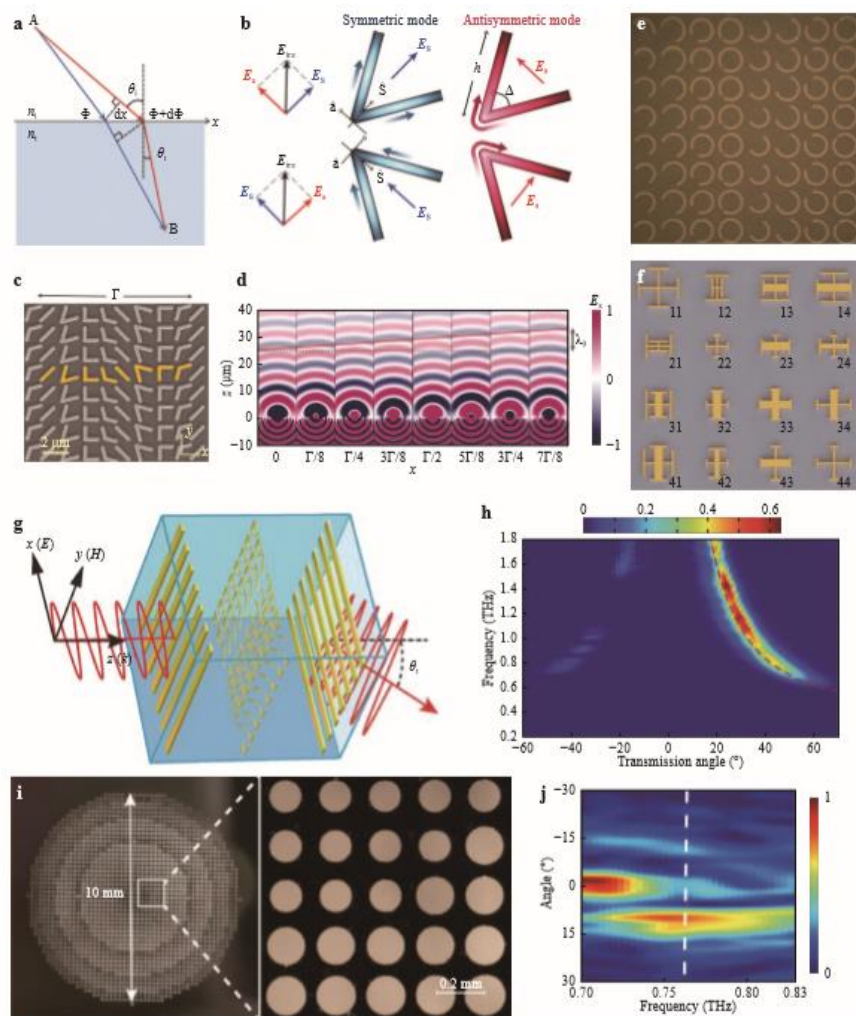


Рис. 1.9 Метаповерхні для маніпуляції лінійно поляризованими електромагнітними хвилями.



У роботі [10] експериментально продемонстровано, що висока роздільна здатність фокусування в терагерцовому діапазоні може бути досягнута за допомогою планарних лінз (Рис. 1.10), які складаються з масивів різних V-подібних антенних одиниць на кремнієвій підкладці. Чисельні результати показують, що більша чисельна апертура лінз може забезпечити меншу повну ширину на половині максимуму розподілу поля, що веде до підвищення просторової роздільної здатності. Вимірювання виготовлених зразків лінз було проведено за допомогою системи терагерцового ближнього поля, і експериментальні результати добре узгоджуються з чисельними прогнозами. Особливо для падаючого світла на частоті 1,1 ТГц, коли чисельна апертура зростає з 0,79 до 0,95, повна ширина на половині максимуму відповідно зменшується з 343 мкм до 206 мкм, що пропонує покращення просторової роздільної здатності.

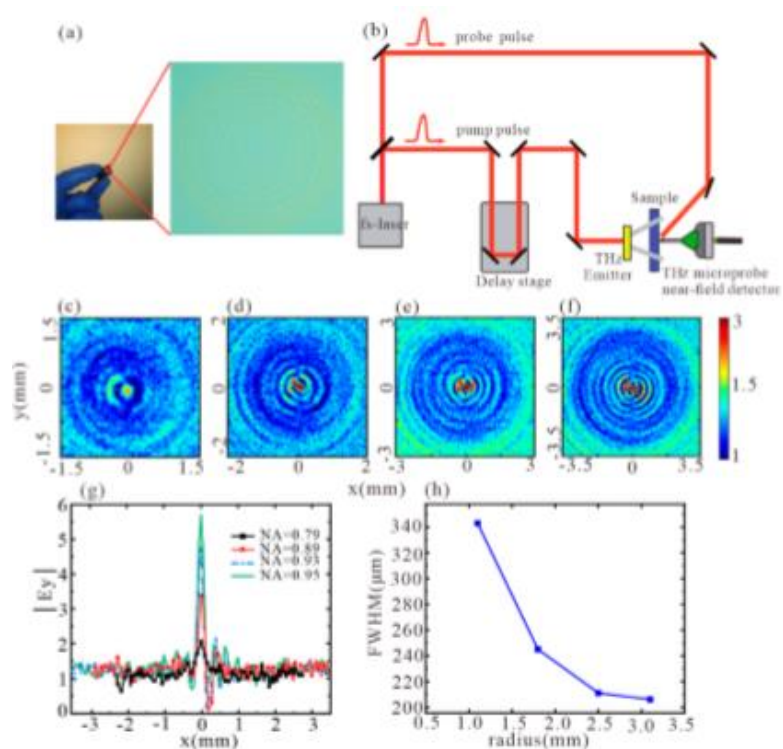


Рис. 1.10 (а) мікроскопічне зображення виготовленого зразка лінз. (В) Схема ТГц системи зображення ближнього поля.

У роботі [11] компоненти електричного поля лазерних мод розраховані з використанням інтегральних перетворень Релея-Зоммерфельда у непараксіальному наближенні. Використання поглинаючих масок дозволило зменшити діаметр пучка в фокусній області та збільшити глибину фокусу лінійно поляризованого  $EH_{11}$  моди та азимутально поляризованої моди  $TE_{01}$ . При цьому, незважаючи на наявність поглинаючої маски, розподіл інтенсивності загального поля моди  $TE_{01}$  зберіг своє кільцеподібне формування, а максимум поля моди  $EH_{11}$  спостерігається в центрі фокальної плями. Результати цієї роботи можуть бути впроваджені в медичну діагностику, високошвидкісний зв'язок та моніторинг навколишнього середовища.

## 2. ТЕОРЕТИЧНА МОДЕЛЬ І МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ

На рисунку 2.1 представлена теоретична модель контролю гостро та помірно сфокусованих пучків. Модель складається з ТГц лазера, випромінювання якого проходить через поглинаючу маску, яка регулює форму пучка. Потім пучок проходить через лінзу, яка фокусує його на відстані  $F$ , де відбувається формування гострого або помірного фокусу. Відстані  $z_1$  і  $z_2$  позначають відстань від вихідного дзеркала резонатора до лінзи та від фокальної площини лінзи до детектора відповідно. Детектор реєструє сфокусоване випромінювання, дозволяючи аналізувати його характеристики.

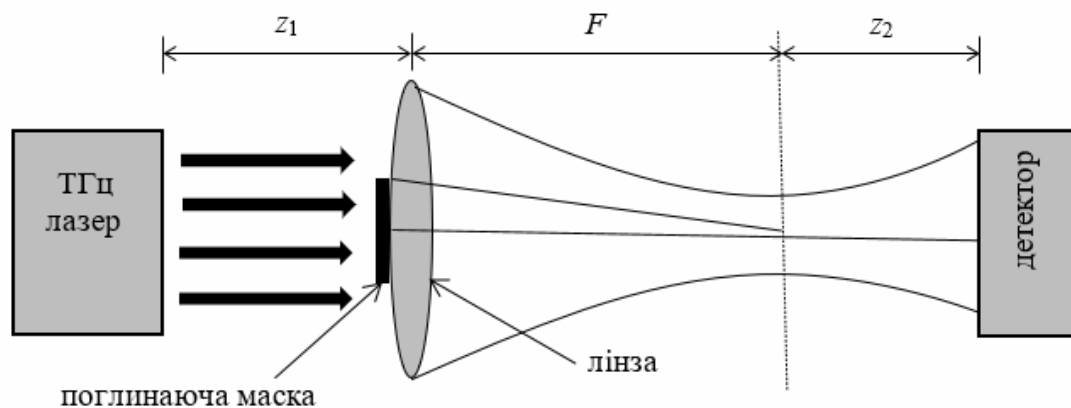


Рис. 2.1. Теоретична модель контролю гостро та помірно сфокусованих пучків

Задамо випромінювання в початковій площині у вигляді радіально поляризованої  $TM_{01}$  моди (Рис 2.2). Нормовані електричні компоненти  $E_r$  та  $E_\varphi$  цієї моди на вихідному дзеркалі резонатора мають наступний вигляд [12]:

$$\begin{cases} \vec{E}_r(r, \phi) = B_{01} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right), \\ \vec{E}_\phi(r, \phi) = 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

де  $B_{01} = \frac{1}{a_1 \sqrt{\pi} J_2(\chi_{01})}$  – нормуючий множник,  $J_1$  – функції Бесселя;  $\chi_{01}$  – корінь наступного рівняння  $J_1(\chi) = 0$ .

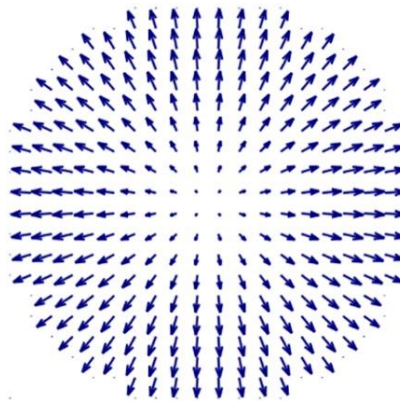


Рис. 2.2 Орієнтація електричного вектора поля для  $TM_{01}$  моди

Поширення лазерного випромінювання у вільному просторі вздовж осі  $Oz$  можна описати за допомогою класичних інтегралів Релея-Зоммерфельда в непараксіальному наближенні [13]. У циліндричній системі координат ці інтеграли мають такий вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^3} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_r(r, \phi + \theta, 0) \cos\phi - \\ &\quad - E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \sin\phi] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \\ E_\phi(\rho, \theta, z) &= -\frac{ikz}{2\pi\xi^2} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_r(r, \phi + \theta, 0) \sin\phi + \\ &\quad + E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \cos\phi] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \\ E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{ik}{2\pi\xi^2} \exp(ik\xi) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_r(r, \phi + \theta, 0)(r - \rho \cos\phi) + \\ &\quad + E_\phi(r, \phi + \theta, 0) \rho \sin\phi] \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi}\right) \exp(-i\gamma r \cos\phi) r dr d\phi, \end{aligned} \right. \quad (2.2)$$

Використовуючи векторну теорію Релея-Зоммерфельда (2.2) у непараксимальному наближенні та рівняння (2.1), ми знаходимо компоненти поля для моди  $TM_{01}$  діелектричного резонатора у вільного простору на відстані  $z_1$ :

$$\left\{ \begin{aligned} E_{r_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) &= -\frac{kz_1}{\xi_1^2} \exp(ik\xi_1) B_{01} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr, \\ E_{\phi_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) &= 0, \\ E_{z_1}(\rho_1, \theta_1, z_1) &= \frac{ik}{\xi_1^2} \exp(ik\xi_1) B_{01} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) [r J_0(\gamma_1 r) + i\rho J_1(\gamma_1 r)] \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr. \end{aligned} \right. \quad (2.3)$$

В рівнянні (2.3)  $\xi_1 = \sqrt{z_1^2 + \rho_1^2}$ ,  $\gamma_1 = k\rho_1 / \xi_1$ .

Далі множимо отримані рівняння (2.3) на функцію фазової корекції лінзи, яка має наступний вигляд  $Ph(\rho_1) = \exp\left(\frac{-i\pi\rho_1^2}{\lambda F}\right)$  [14] та врахувавши поглинаючі маски

радіусом  $a_3$ , які були розташовані перед лінзою, застосовуємо знову інтеграли Релея-Зоммерфельда до цих рівнянь. У результаті одержуємо вирази для компонент поля цієї досліджуваної моди у фокальній області:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{k^2 z_1 z_2}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr J_1(\gamma_2 \rho_1) \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \\ E_\phi(\rho_2, \theta_2, z_2) &= 0, \\ E_z(\rho_2, \theta_2, z_2) &= \frac{ik^2 z_1}{\xi_2^2} \exp(ik\xi_2) B_{01} \int_{a_3}^{a_2} \frac{\exp(ik\xi_1)}{\xi_1^2} \int_0^{a_1} J_1\left(\chi_{01} \frac{r}{a_1}\right) J_1(\gamma_1 r) \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{ikr^2}{2\xi_1}\right) r dr [\rho_1 J_0(\gamma_2 \rho_1) + i\rho_2 J_1(\gamma_2 \rho_1)] \exp\left(\frac{ik\rho_1^2}{2\xi_2}\right) Ph(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \end{aligned} \right. \quad (2.4)$$

$a_1$  - радіус хвилеводу,  $a_2$  - радіус лінзи,  $a_3$  - радіус поглинаючої маски

$\lambda$  - довжина хвилі,  $k$  - хвильове число,  $z_1$  - відстань до точки спостереження

$f$  – фокусна відстань лінзи

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ

У дослідженні було проведено чисельні розрахунки розподілу інтенсивності лазерних пучків з різним типом фокусуванням, використовуючи формулу (2.4). Досліджуване випромінювання мало довжину хвилі 0,4326 мм, що відповідає лінії генерації ТГц лазера, який працює на основі оптичного накачування молекули мурашиної кислоти ( $\text{HCOOH}$ ). Для хвилеводу було обрано радіус  $a_1$ , який становив 17,5 мм, тоді як радіус лінз складав  $a_2 = 25$  мм. Радіус поглинаючих масок  $a_3$ , змінювався в діапазоні від 0 до 20 мм. Лінза з фокусною відстанню  $F = 36,36$  мм була спеціально підібрана для реалізації умов гострого фокусування з числовою апертурою ( $\text{NA} = a_2/F$ ) 0,68, а лінза з фокусною відстанню  $F = 160$  мм для реалізації умов помірного фокусування з числовою апертурою 0,15 ( $\text{NA}=0,15$ ). Для ефективного перехоплення пучка лінза була встановлена на відстані  $z_1$ , яка дорівнювала 300 мм. Особливу увагу було приділено аналізу впливу поглинаючих масок різного радіусу на загальний розподіл інтенсивності електромагнітного поля та на діаметр сфокусованих пучків.

На Рис. 3.1 наведено теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $\text{TM}_{01}$ -моди діелектричного резонатора при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 0$  мм (за її відсутності) в фокальній площині лінзи. Потрібно зауважити, що азимутальна компонента електричного поля  $E_\varphi$  даної моди відсутня ( $E_\varphi = 0$ ). Іntenсивність поля досліджуваної  $\text{TM}_{01}$  моди має кільцеподібний вигляд. Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{\max}$  дорівнює

0,046 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 172,88$  мм. Також було розраховано діаметри пучка FWHM(FULL WIDTH AT HALF MAXIMUM) на різних відстанях  $z_2$ . Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.2. Довжина фокальної перетяжки  $l_z$  була визначена по збільшенню пучка на 10 % від його мінімального розміру  $d_{min}$ . При відсутності поглинаючої маски  $d_{min}$  становив 5,1 мм, а параметр  $l_z = 38$  мм. Потрібно зауважити, що мінімальний діаметр пучка розташований на відстані 169 мм від лінзи.

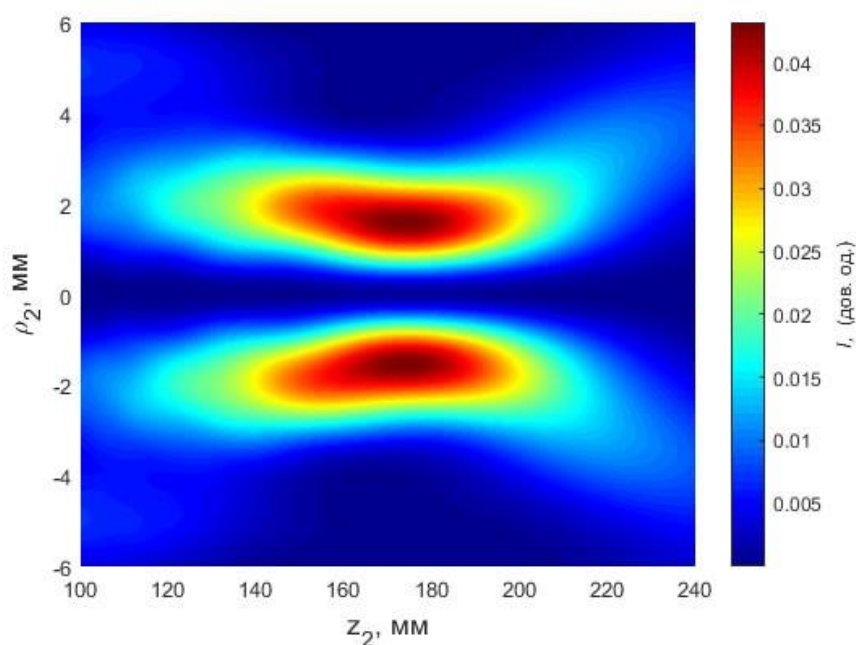


Рис. 3.1. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при відсутності поглинаючої маски ( $a_3 = 0$ )



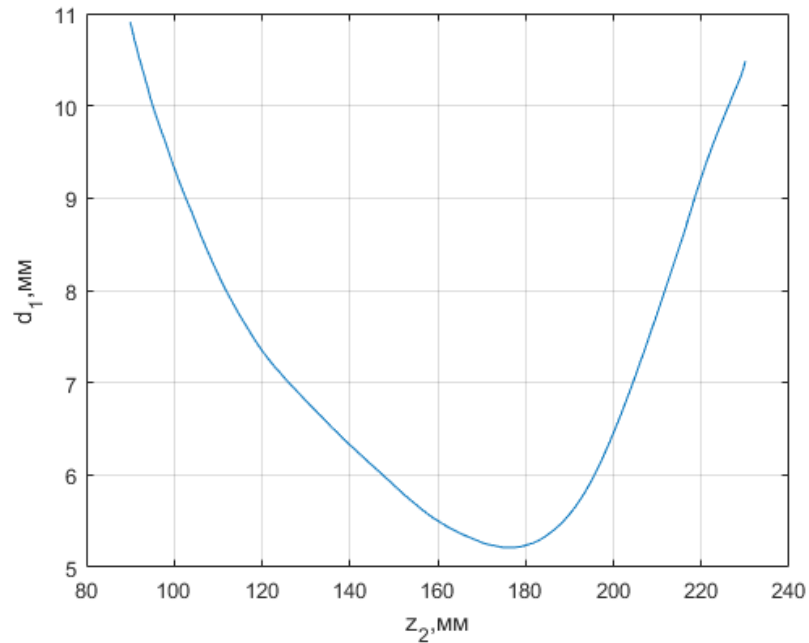


Рис. 3.2. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$ ,  
при відсутності поглинаючої маски ( $a_3 = 0$ )

На Рис. 3.3 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 5$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$  не змінює вигляд. Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.043182 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 173.8127$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.4. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 4.995 мм, а параметр  $l_z = 38$  мм. Мінімальний діаметр пучка збільшився. он розташований на відстані 170 мм від лінзи. На основі отриманих даних, можемо зробити деякі висновки. Максимальна інтенсивність трохи збільшилась, разом з відстанню. А діаметр при додаванні поглинаючої маски зменшився.

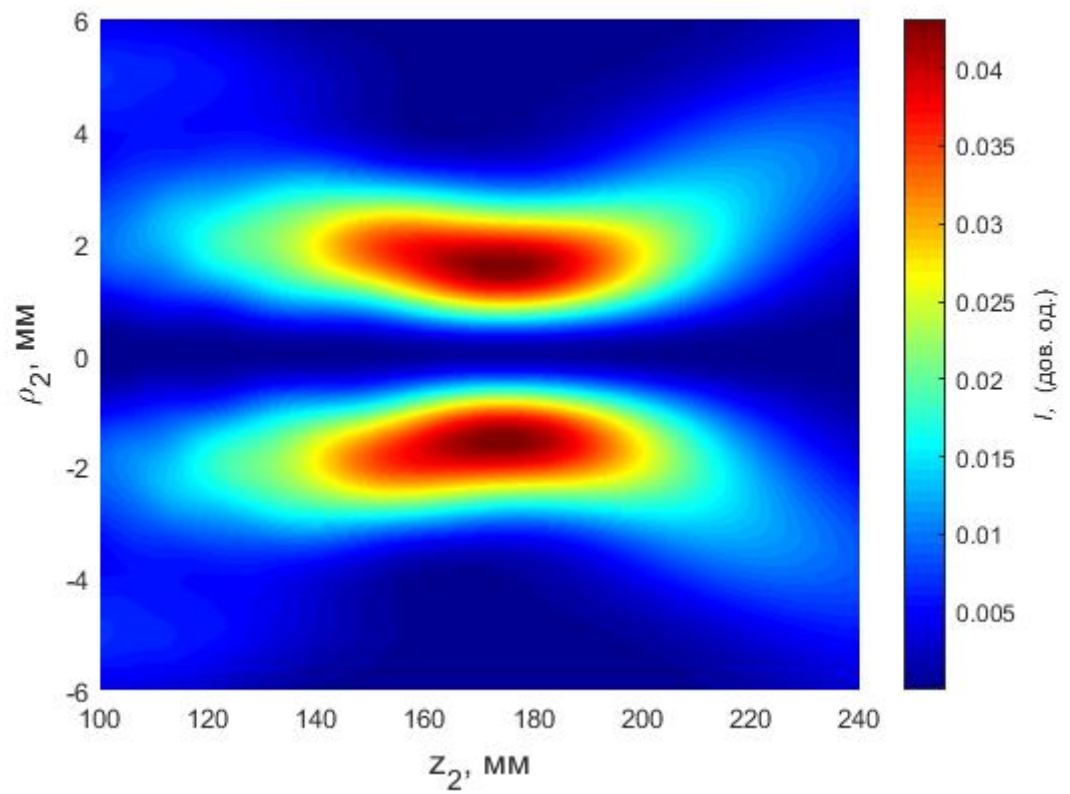


Рис. 3.3. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 5$  мм

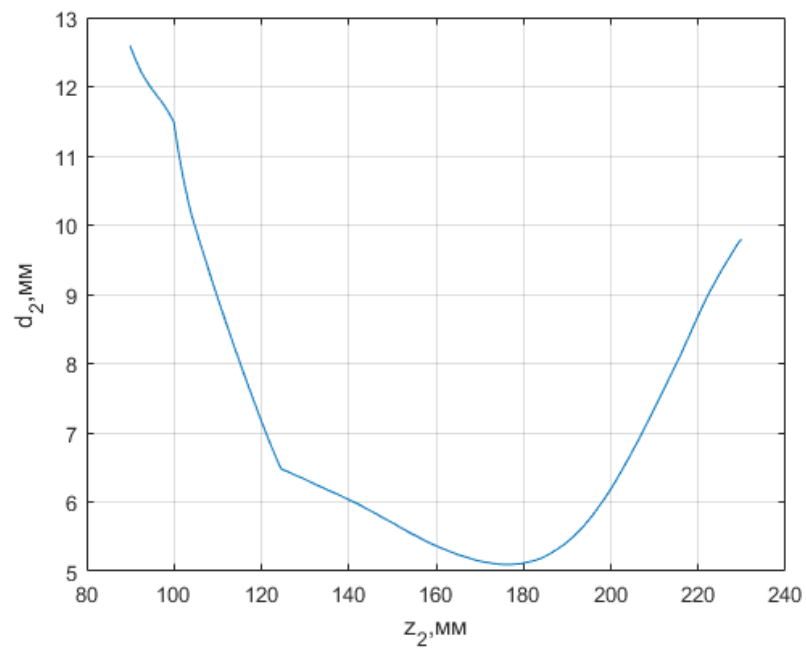


Рис. 3.4. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 5$  мм

На Рис. 3.5 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 10$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$  не змінює вигляд, але деформується. Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.022734 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 177.9599$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.6. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 4.2915 мм, а параметр  $l_z = 61.5$  мм. Помітимо, що мінімальний діаметр пучка почав зменшуватись. Він розташований на відстані 167.5 мм від лінзи. Бачимо велику зміну параметру  $l_z$ . Інші параметри змінюються тієї ж логікою.

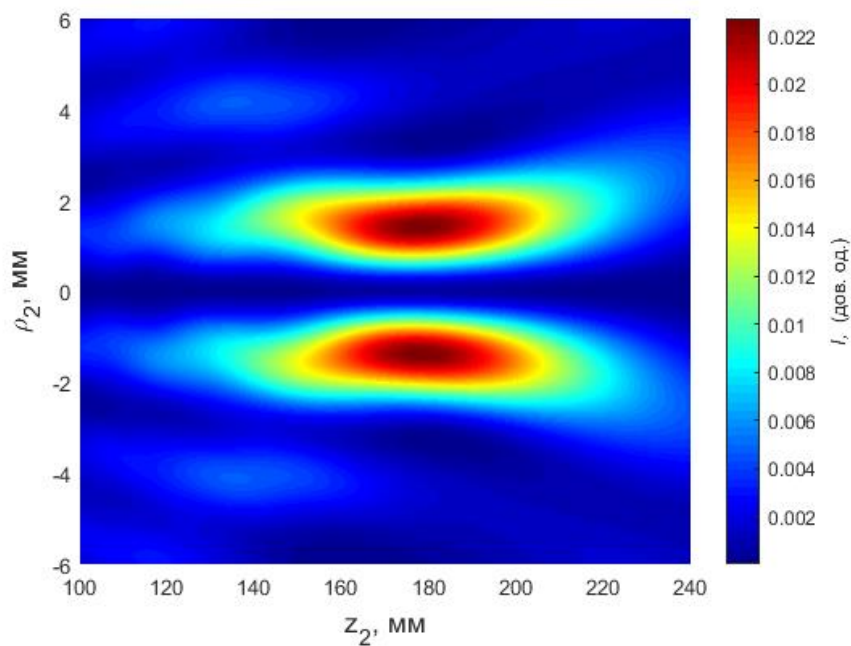


Рис. 3.5. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 10$  мм

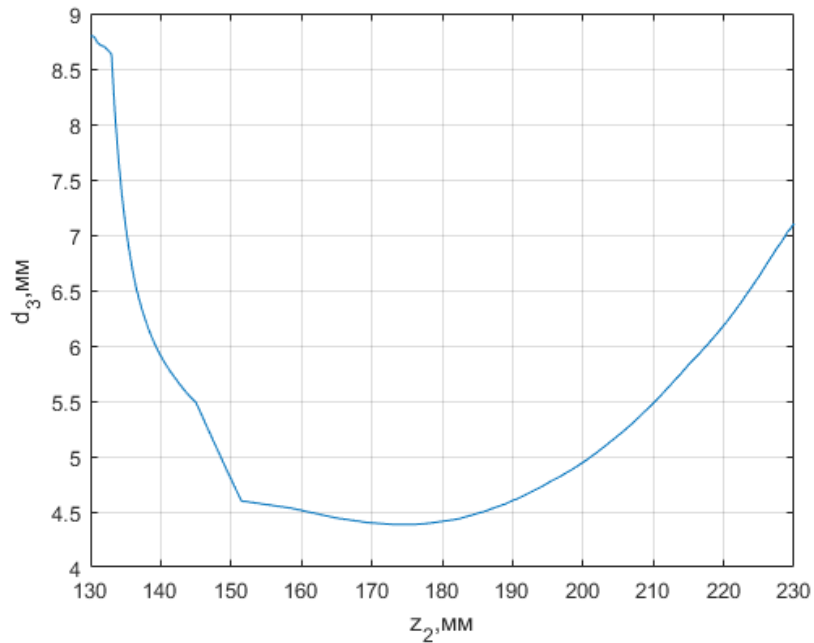


Рис. 3.6. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 10$  мм

На Рис. 3.7 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 15$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$  деформується, становлячись більш сплюснутою. Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.0055031 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 180.2341$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.8. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 3.4472 мм, а параметр  $l_z = 44.5$  мм. Діаметр пучка розташований на відстані 150 мм від лінзи. Бачимо велику зміну параметру  $l_z$ . Але на цей раз зменшення. Бачимо що, графік прийняв сильну деформацію.

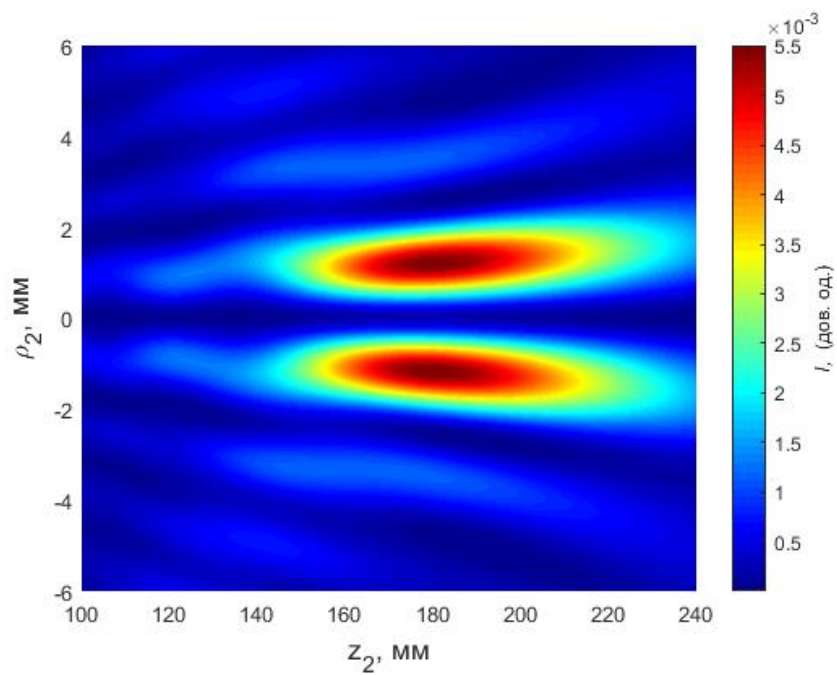


Рис. 3.7. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля

TM<sub>01</sub>-моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 15$  мм

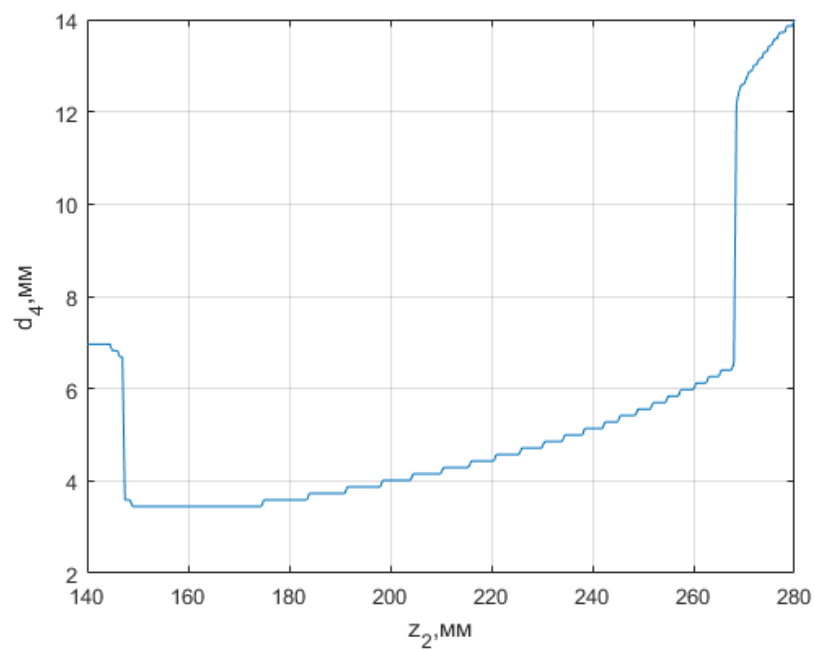


Рис. 3.8. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 15$  мм

На Рис. 3.9 наведено результати з додаванням найбільшої поглинаючої маски  $a_3 = 20$  мм. Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.00064847 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 169.2642$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.10. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 2.3 мм, а параметр  $l_z = 27$  мм. Діаметр пучка розташований на відстані 120 мм від лінзи.

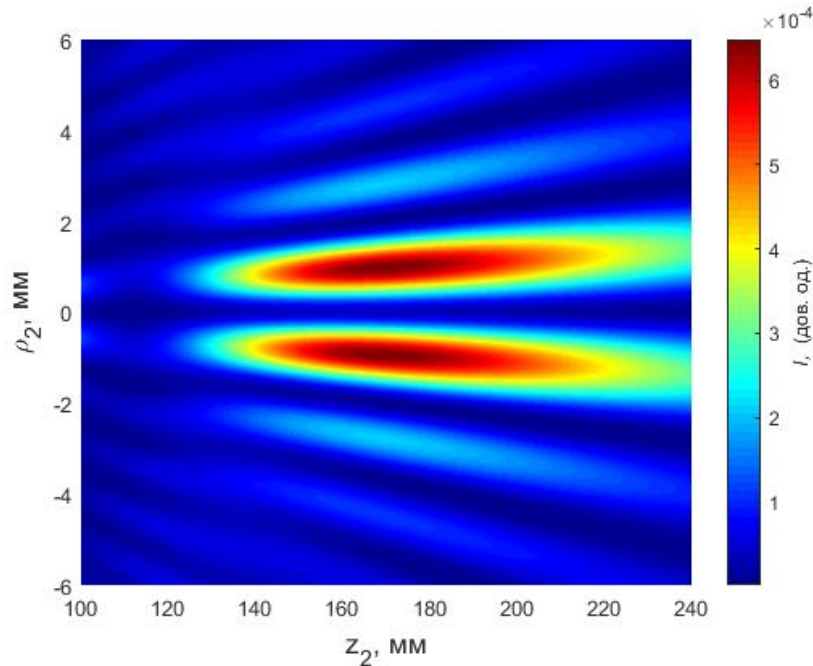


Рис. 3.9. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 20$  мм

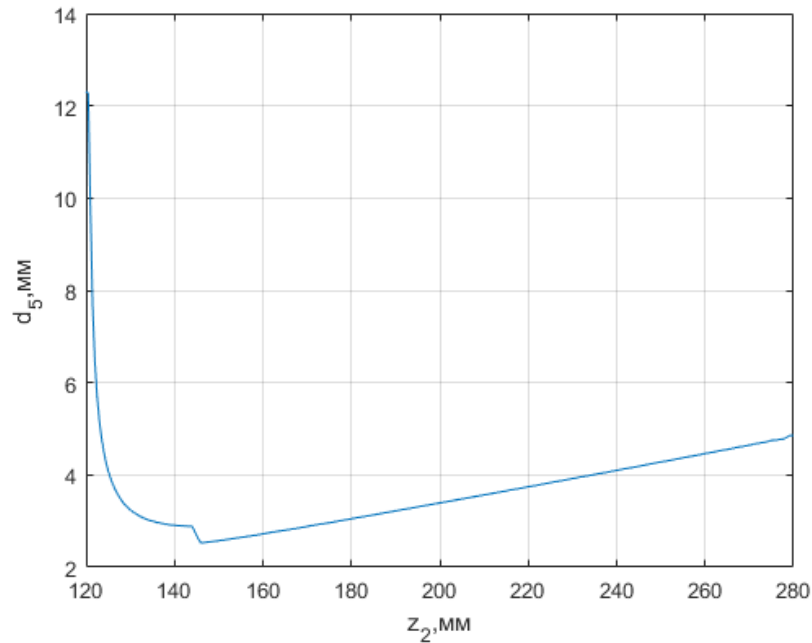


Рис. 3.10. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 20$  мм

### Змінимо фокус $F = 36.36$ – гостре фокусування

На Рис. 3.11 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 0$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$ . Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 1.0872 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 37.2642$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.12. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 1.0435 мм, а параметр  $l_z = 1.4$  мм. Діаметр пучка розташований на відстані 37 мм від лінзи.

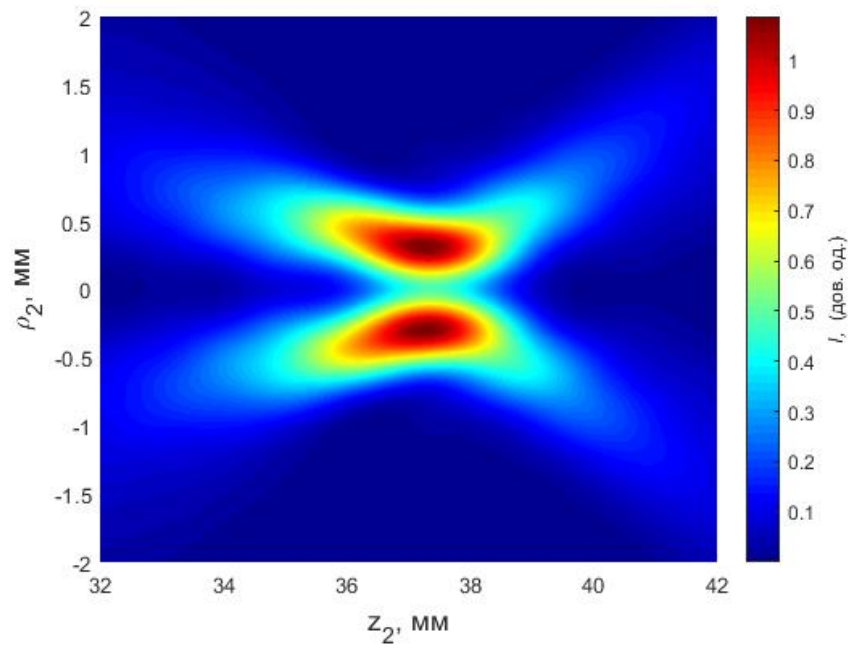


Рис. 3.11. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при відсутності поглинаючої маски ( $a_3 = 0$ )

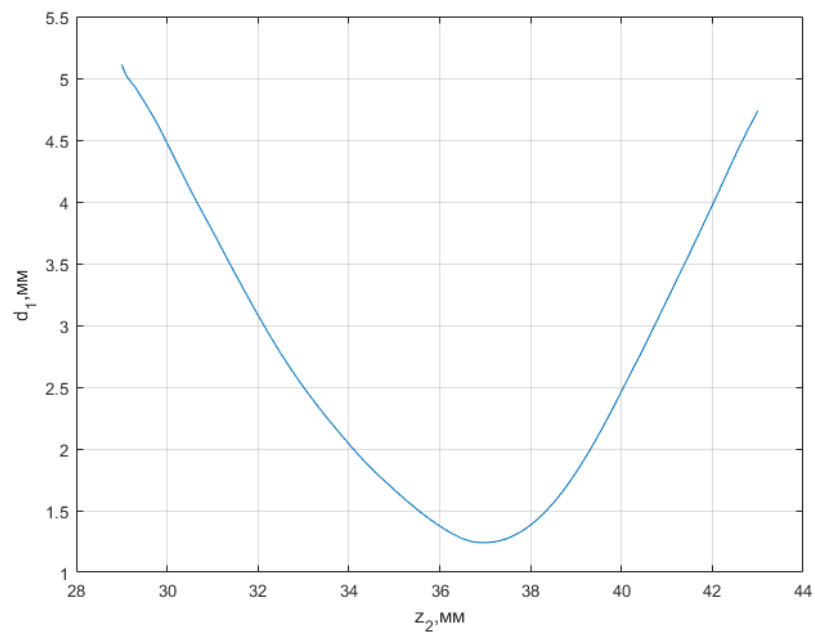


Рис. 3.12. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$ , при відсутності поглинаючої маски ( $a_3 = 0$ )



На Рис. 3.13 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 5$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$ . Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 1.0306 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 37.2943$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.14. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 0.98997 мм, а параметр  $l_z = 1.2$  мм. Мінімальний діаметр пучка збільшився. Он розташований на відстані 37.3 мм від лінзи.

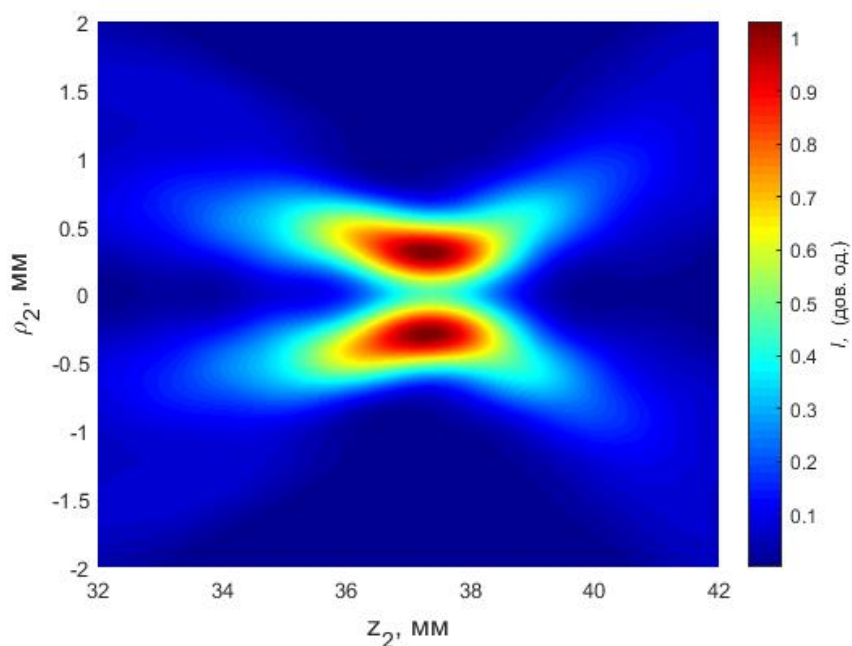


Рис. 3.13. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 5$  мм

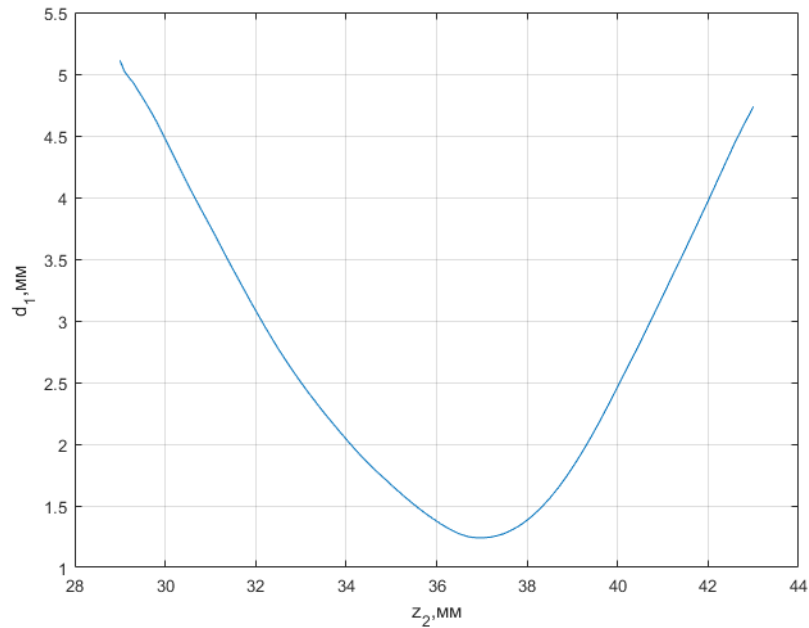


Рис. 3.14. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 5$  мм

На Рис. 3.15 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 10$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$ . Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.5732 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 37.4749$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.16. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 0.88294 мм, а параметр  $l_z = 2$  мм. Мінімальний діаметр пучка зменшився. Он розташований на відстані 37 мм від лінзи. Можемо побачити деформування графіка. Різке зменшення  $I_{max}$  май же у два рази , та зменшення мінімального діаметру.

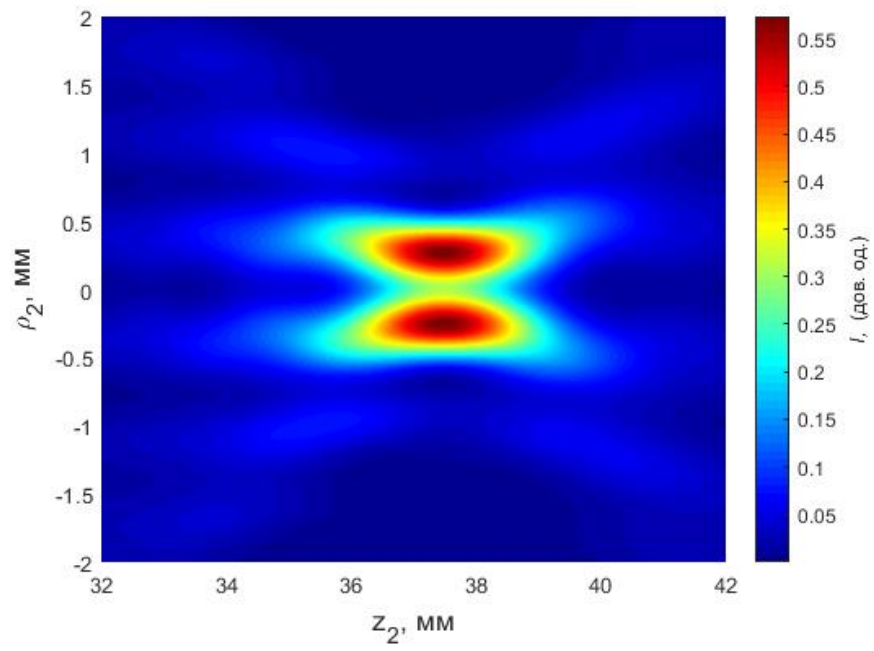


Рис. 3.15. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 10$  мм

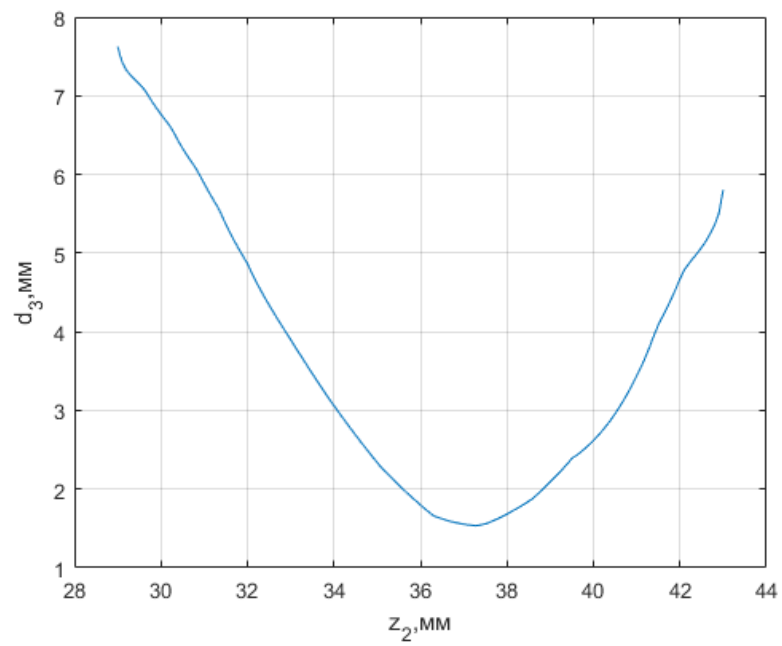


Рис. 3.16. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 10$  мм

На Рис. 3.17 наведено результати з додаванням поглинаючої маски  $a_3 = 15$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$ . Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.14868 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 37.6555$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.18. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 0.72241 мм, а параметр  $l_z = 3..3$  мм. Мінімальний діаметр пучка зменшився. Він розташований на відстані 36.5 мм від лінзи.

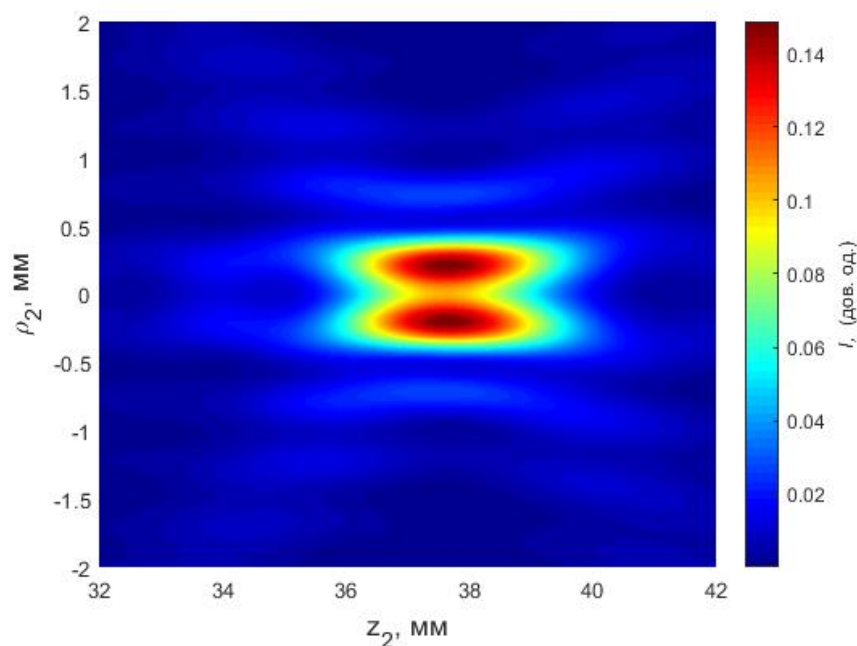


Рис. 3.17. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 15$  мм

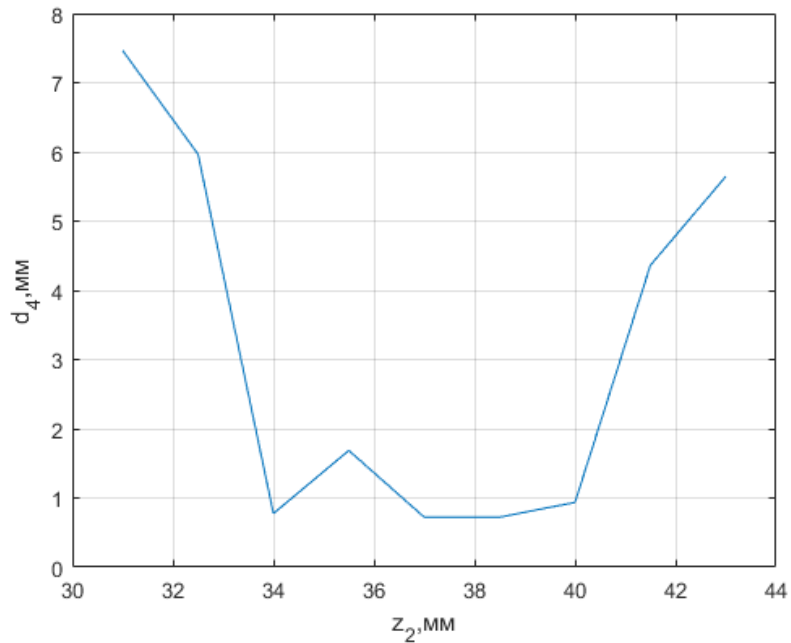


Рис. 3.18. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 15$  мм

На Рис. 3.19 наведено результати з додаванням найбільшій поглинаючої маски  $a_3 = 20$  мм. Інтенсивність поля досліджуваної  $TM_{01}$ . Максимальна інтенсивність поля даної моди  $I_{max}$  дорівнює 0.01785 відносних одиниць і знаходиться на відстані  $z_2 = 37.6054$  мм. Результати розрахунків зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  наведено на Рис. 3.20. З поглинаючою маскою  $d_{min}$  становив 0.56187 мм, а параметр  $l_z = 5.65$  мм. Мінімальний діаметр пучка зменшився. Он розташований на відстані 34.48 мм від лінзи. Можемо зробити висновок, що з маскою наш малюнок трохи сплюснувся. Результати змінюються практично завжди за однаковою логікою.

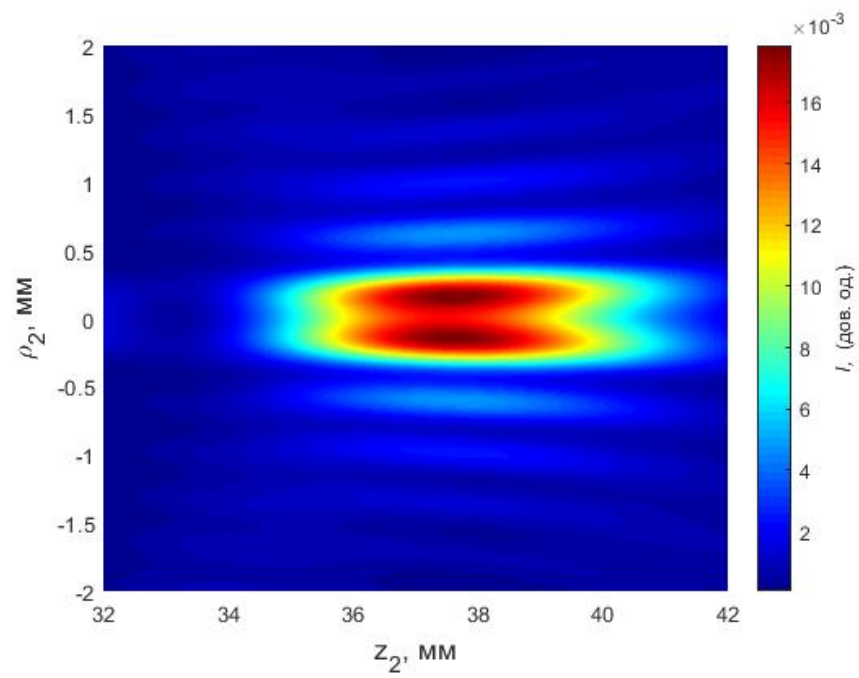


Рис. 3.19. Теоретичний розподіл інтенсивності радіальної  $E_r$  та повздовжньої  $E_z$  компонент поля  $TM_{01}$ -моди при радіусі поглинаючої маски  $a_3 = 20$  мм

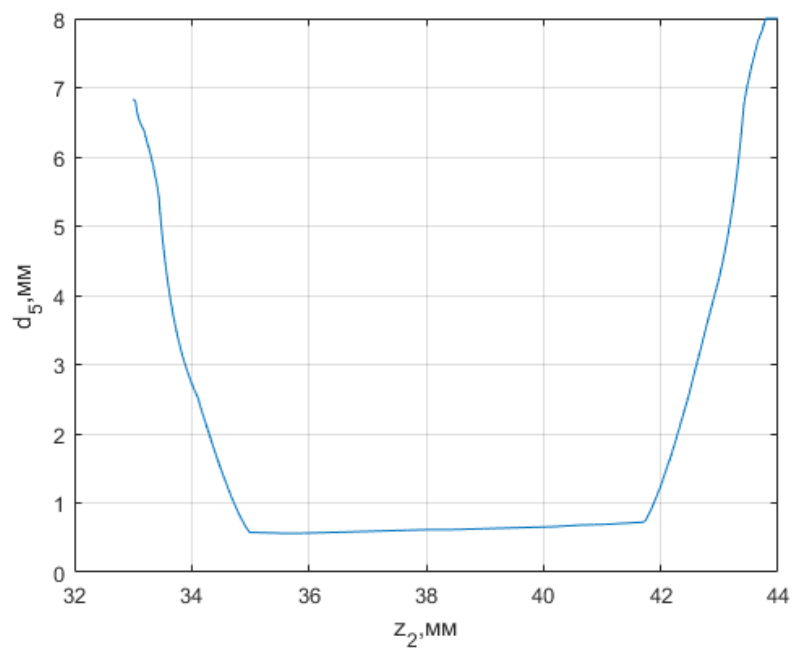


Рис. 3.20. Розрахунки зміни діаметрів в залежності від відстані  $z_2$  при  $a_3 = 20$  мм

## ВИСНОВКИ

1. Теоретично за допомогою інтегралів Релея-Зоммерфельда досліджено можливості контролю над помірно та гостро сфокусованими лазерними променями, які були збуджені резонаторною модою  $TM_{01}$  ТГц-лазера.
2. Показано, що за допомогою поглинаючих масок різного розміру можливо змінювати глибину фокусу, а також діаметр гостро та помірно сфокусованих пучків.
3. Максимальне збільшення глибини фокусу  $TM_{01}$  моди при помірному фокусуванні з 38 мм до 61,5 мм спостерігалось при використанні поглинаючої маски радіусом 10 мм. Діаметр пучка в цьому випадку зменшився на 0,9 мм. Мінімальний, діаметр пучка, в свою чергу, спостерігався при використанні маски з радіусом 20 мм, і становив 2.3 мм.
4. При гострому фокусуванні  $TM_{01}$  моди максимальне збільшення глибини фокусу (з 1,4 мм до 5,65) а також зменшення діаметру пучка (з 1 мм до 0,56 мм) спостерігалось при використанні поглинаючої маски радіусом 20 мм.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Desheng Ruan, Zeyi Li, etc. Realizing a terahertz far-field sub-diffraction optical needle with sub-wavelength concentric ring structure array. *Applied optics*, 2018, Vol. 57, No. 27
2. Reenu Gill, Hitendra K.Malik. Role of pulse shaping in control of focus and intensity of terahertz radiation. *Physics Letters A*. 2019, Vol. 383, No. 24
3. Kazuto Sato, Yasuaki Monnai. Terahertz Beam Steering Based on Trajectory Deflection in Dielectric-free Luneburg Lens. *Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2020, Vol.10, No. 3
4. Giancarlo Margheri, Tommaso Del Rosso . Tunable Device for Long Focusing in the Sub-THz Frequency Range Based on Fresnel Mirrors. *Micromachines*. 2024, Vol.15, No. 6
5. XiaoFei Zang, ChenXi Mao, XuGuang Guo etc. Polarization-controlled terahertz super-focusing. *American Institute of Physics*. 2018, Vol.113, No. 7
6. Kaiji Chen Xueqian Zhang Xieyu Chen. Active Dielectric Metasurfaces for Switchable Terahertz Beam Steering and Focusing. *Photonics Journal*. 2021, Vol. 13, No 1
7. Bingshuang Yao,Xiaofei Zang etc. Dual-layered metasurfaces for asymmetric focusing. *Photonics Research*. 2020, Vol.8, No.6
8. Naeem Ullah,Weiguang Liu. Gate-controlled terahertz focusing based on graphene-loaded metasurface. *Optic Express*. 2020, Vol.28 No 3



9. Xiaofei Zang, Bingshuang Yao. Metasurfaces for manipulating terahertz waves. *Advanced Manufacturing*. 2021, Vol.5, No 4
10. Xin Yu, Yun Shen. Phase-Controlled Planar Metalenses for High-Resolution Terahertz Focusing. *Photonics*. 2021, Vol.8, No 5
11. Andrey V. Degtyarev, Mykola M. Dubinin, Oleg V. Gurin etc. Control of tightly focused laser beams in the THz range. Wiley. 2021, Vol.63, No 11
12. Henningsen J., Hammerich M., Olafsson A. Mode structure of hollow dielectric waveguide lasers // *Applied Physics B*, 1990. Vol. 51, P. 272–284.
13. Luneburg R.K. Mathematical theory of optics. California: University of California Press, 1966. 448 p.
14. Goodman J.W. Introduction to Fourier optics. McGraw-Hill series in electrical and computer engineering, 1996. 457 p.